# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

# ВЛИЯНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ \*)

## У. Бардсли

# содержание

١.	Введение	121
2.	Дислокации в кубической решетке типа алмаза	123
3	Способы создания дислокаций	125
	3.1. Дислокации, создаваемые в процессе роста монокристальнов	125
	3.2. Дислокации, возникающие при изгибе	126
	3.3. Дислокации, возникающие при кручении	127
	3.4. Дислокации, возникающие при сжатии и вдавливании	128
	3.5. Цислокации, возникающие при растяжении	129
	3.6. Дислокации в антимониде индия	129
	3.7. Примесные атмосферы около дислокаций	129
4.	Энергетические уровни электронов, связанные с дислокациями	130.
	4.1. Случай отсутствия пространственного заряда вокруг дислокации	131
	4.2. Роль пространственного заряда вокруг дислокации	131
5.	Электрические эффекты, связанные с дислокациями	135
	5.1. Акценторные центры, связанные с дислокациями	135
	5.2. Отжигаемые акцепторные центры, возникающие при деформации	138
	5.3. Влияние дислокаций на время жизни неосновных носителей тока	140
	5.4. Естественные дислокации	143
	5.5. Показательства существования примесных атмосфер	144
	5.6. Процессы рекомбинации на дислокациях	145
	5.7. Шумы, связанные с дислокациями	149
	5.8. Анизотропные эффекты	151
6.	Различные границы	158
	6.1. Границы зерен с малым углом относительного поворота	158
	6.2. Границы зерен со средним углом относительного поворота	162
	6.3. Границы зерен с большими углами относительного поворота	163
7.	Заключение	164
11		165
· · · ·		

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Уже в первом исследовании <sup>1</sup>, касающемся возможности пластической деформации германия и кремния при повышенных температурах, было отмечено увеличение удельного сопротивления и уменьшение времени жизни неосновных носителей в области деформации в образцах *n*-типа. Обнаружение ямок травления<sup>2</sup> дало метод экспериментального изучения распределений дислокаций в германии. С этого времени появилась перспектива исследовать влияние различных распределений дислокаций на электрические свойства кристаллов германия и других полупроводников, чтобы получить таким путем дальнейшие сведения о природе пластиче-

<sup>\*)</sup> W. Bardsley, The electrical effects of dislocations in semiconductors. Progress in semiconductors 4, 155 (1960). Перевод Ю. В. Гуляева, под ред. В. Л. Бонч-Бруевича.

ского изгиба. Эта идея была частично реализована в работе<sup>3</sup>, в которой исследовался эффект Холла, проводимость и время жизни неосновных носителей в деформированном и контрольном образцах (последнее с целью отделить эффекты, связанные с деформацией образца, от эффектов, вызванных сопутствующей термообработкой). Результаты<sup>3</sup> оказались в соответствии с идеей Шокли<sup>4</sup>, согласно которой с линейными дислокациями в германии связаны акцепторные уровни, лежащие в середине или в верхней половине запрещенной зоны. В работе Рида<sup>5</sup> эта идея была оформлена в виде схемы, полезной для теоретического рассмотрения влияния дислокаций на электрические свойства германия. Настоящая статья представляет собой обзор недавних работ по электрическим свойствам некоторых полупроводников с дислокациями.

Прежде чем обсуждать влияние дислокаций на электрические свойства кристаллов, необходимо отметить замечательный прогресс, который был достигнут за последние годы в создании экспериментальных методов <sup>6</sup> наблюдения дислокаций. Послевоенный период характеризовался также интенсивным развитием теории дислокаций 7,8. Прямое наблюдение дислокаций, декорированных по принципу фотографического проявления, в прозрачных кристаллах бромистого серебра<sup>9</sup> дало первое ясное экспериментальное подтверждение общей правильности существующей теории. В дальнейшем наблюдение дислокаций в ионных кристаллах было про-должено в работах <sup>11</sup> и <sup>12</sup>. В первой из них использовался высокотемпературный метод декорирования дислокаций в хлористом натрии, во второй — изучалось движение дислокаций во фтористом литии путем наблюдения ямок травления. В работе<sup>13</sup> техника декорирования была применена для наблюдения дислокаций в кремнии; при этом использовался преобразователь изображений для наблюдения дислокаций в инфракрасных лучах. Комбинирование техники декорирования дислокаций с исследованием ямок травления на поверхности кристалла явилось мощным методом изучения рядов дислокаций в кристаллах кремния. Недавно было сообщено<sup>14</sup> об успешном использовании подобного метода и для наблюдения дислокаций в германии. Выводы о структуре дислокаций в металлах делались до недавнего времени на основании опытов с прозрачными кристаллами, путем исследования металлических поверхностей с использованием выборочного травления и техники осаждения, или, наконец, из наблюдения структуры сдвига. В последнее время<sup>6</sup> удалось непосредственно наблюдать дислокации в алюминиевой фольге с помощью электронного микроскопа. Это в свою очередь стимулировало применение названной техники к тонким слоям полупроводниковых кристаллов, что цозволило обнаружить ряды дислокаций в области сильной деформации под вмятинами.

Большая часть экспериментальных и теоретических данных, касающихся влияния дислокаций на электрические свойства полупроводников, относится к кристаллам германия, кремния и антимонида индия, обладающих электронным и дырочным механизмами проводимости. Что касается изолирующих кристаллов, то, исключая случай фотопроводимости, ток в них переносится ионами. Поэтому возникающие там задачи носят совершенно иной характер, нежели в кристаллах с электронно-дырочной проводимостью <sup>18</sup>. Проводимость щелочно-галоидных и серебряно-галоидных соединений тесно связана с диффузией атомов, и для ее понимания требуется исследование процессов, ответственных за диффузию<sup>18</sup>. Проводимость металлов, напротив, имеет электронно-дырочный характер и в настоящее время имеется много экспериментальных данных<sup>18</sup>, касающихся влияния дислокаций на электропроводность металлов и допускающих сравнение с аналогичными данными для полупроводников.

Германий является наиболее изученным из всех полупроводниковых материалов, и его физические свойства известны лучше, чем свойства какого-либо другого атомного полупроводника. Эти свойства делают германий весьма привлекательным с точки зрения исследования роли дислокаций. Германий можно получать в виде монокристаллов исключительно высокой чистоты и совершенства<sup>19,20</sup>, и, как следует из последних сообщений, удается получать кристаллы, свободные от дислокаций<sup>21,22</sup>. При комнатной температуре германий весьма хрупок, однако при температурах выше 500° С он обнаруживает хорошо выраженную область пластичности. В германии удается довольно точно оценить плотность дислокаций<sup>2</sup>, а также выделить эффекты, связанные с термообработкой образца<sup>23</sup>. Влияние деформации на электропроводность в германии значительно больше, чем в металлах<sup>24</sup>. Это связано с тем, что в полупроводнике благодаря созданию линейных и точечных дефектов в процессе деформации меняется не только подвижность носителей тока, как в металлах, но и число свободных носителей. Кроме этого, время жизни неосновных носителей, весьма чувствительное к различным дефектам кристалла (типа примесей и дислокаций), в германии достаточно велико, так что его можно просто измерять. Что касается эффектов, сопутствующих дислокациям то влияние пустых узлов и междоузельных атомов на электрические характеристики кристалла стало более понятным лишь в последнее время. Влиянию примесных атмосфер Коттрелла на электрические характеристики дислокаций до сих пор уделялось мало внимания.

О свойствах кремния можно сказать примерно то же, что и о германии, с оговоркой относительно понимания эффектов термообработки<sup>25</sup>. Антимонид индия изучен не так хорошо, как германий или кремний. Кристаллы его имеют структуру цинковой обманки с двумя типами атомов, находящимися (приблизительно) в стехиометрическом соотношении. Подвижность электронов в кристаллах InSb очень велика. Кроме того. антимонид индия делается пластичным при более низких температурах.

В последующих параграфах рассмотрена геометрическая структура некоторых видов дислокаций в решетке типа алмаза, а также обсуждаются некоторые свойства дислокаций. Эти сведения полезно иметь в виду, приступая к обсуждению влияния дислокаций на электрические свойства вещества. Список литературы не полон, однако он охватывает большинство основных работ по рассматриваемым вопросам.

# 2. ДИСЛОКАЦИИ В КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ ТИПА АЛМАЗА

Расположение атомов в кубической решетке типа алмаза показано на рис. 1, а. Пластический сдвиг в германии и кремнии, обладающих решеткой такого типа, происходит почти всегда <sup>1,26</sup> в плоскостях {111}. При этом направление сдвига, как правило <sup>27,28</sup>, параллельно оси (110). На рис. 1, б показана дислокация, которая могла бы возникнуть в рассматриваемой структуре при таком сдвиге. Дислокация идет в направлении [011] в плоскости (111), в то время как вектор сдвига (или вектор Бюргерса) параллелен оси [110]. Выше плоскости сдвига проходит ряд атомов, образующих край атомной плоскости, которая оканчивается в плоскости сдвига. Каждому атому этого ряда принадлежит один неспаренный «болтающийся» электрон. Представление о таких болтающихся связях было использовано Ридом <sup>5,29,30</sup> при обсуждении электрических свойств дислокаций в германии. Рид вывел общее выражение для расстояния с между болтающимися связями в зависимости от угла с между дислокацией и ее вектором Бюргерса:

$$c = 0,866b \operatorname{cosec} \alpha. \tag{1}$$

Здесь *b* — постоянная решетки; в германии она равна 4 Å. Для чисто линейной дислокации, идущей в направлении [112],  $\alpha = 90^{\circ}$  и расстояние *с* минимально. Для дислокации, показанной на рис. 1, *б*,  $\alpha = 60^{\circ}$  и *c*=*b*. Для чисто винтовой дислокации  $\alpha = 0$  и, следовательно, *с* бесконечно велико (т. е. болтающиеся связи вообще отсутствуют). Таким образом, направления чисто линейных дислокаций суть направления (211), в то время как дислокации с углом  $\alpha = 60$ , так же как и чисто винтовые дислокации, идут вдоль осей (110).

Равенство (1) применимо к большинству типов дислокаций, возникающих при пластической деформации, коль скоро дислокация и ее вектор Бюргерса лежат в одной и той же плоскости {111}. Последнее, однако, может не иметь места для дислокаций на границах зерен с малым



Рис. 1. а) Кубическая структура типа алмаза, б) дислокация в кубической структуре типа алмаза, идущая под углом 60° к своему вектору Бюргерса (Шокли<sup>5</sup>).

углом поворота. Некоторые из таких границ содержат дислокации, идущие вдоль оси [100], с вектором Бюргерса *а*/2 в направлении [110], в то время как плоскости, по которым идет граница, суть (010) и (001). Дислокации такого типа не создаются в процессе обычного сдвига.

Как уже отмечалось, опыт показывает <sup>1,3</sup>, что дислокации в германии могут вести себя как акцепторы. Согласно работам<sup>4</sup> и <sup>5</sup> это можно объяснить на основе представления о болтающихся связях, возникающих у дислокаций. Акцепторные центры, связанные с дислокациями, отличаются от других акцепторов, например примесей элементов III группы или центров, вводимых при термообработке, но не связанных непосредственно с пластической деформацией. Отличие состоит в том, что дислокационные центры не распределены по кристаллу равномерно, а образуют линии, причем расстояние между соседними центрами данной линии — порядка нескольких ангстрем, в то время как расстояние между линиями зависит от плотности дислокаций и от степени однородности их распределения. Из этой модели, в частности, следует, что число акцепторных центров на единицу длины дислокации максимально в случае чистой линейной дислокации, меньше, когда дислокация идет под углом 60° к своему вектору Бюргерса, и равно нулю для дислокации чисто винтового типа.

Как указал Шокли<sup>4</sup>, структура дислокаций, возникающих при сдвиге между плоскостями 1 и 2 (рис. 1, 6), и между плоскостями 2 и 3будет совершенно различной. Во втором случае при сдвиге должно быть разорвано в три раза больше связей и энергетически выгодно, чтобы каждая дислокация разделилась на две, связанные друг с другом областью неплотной укладки атомов. Несколько возможных типов дислокаций в решетке типа алмаза было рассмотрено в работе<sup>31</sup>.

Кристаллы антимонида индия (структура типа цинковой обманки) составлены из плоскостей {111}, заполненных попеременно атомами индия и сурьмы. Таким образом, при сдвиге между плоскостями 1 и 2 может образоваться лишняя полуплоскость, оканчивающаяся как рядом атомов индия, так и рядом атомов сурьмы. В связи с этим было высказано предположение <sup>32</sup>, что в соответствии с духом теории Рида в антимониде индия могут существовать «индиевые» и «сурьмянистые» дислокации, различным образом захватывающие электроны проводимости. Не исключена также возможность того, что одни дислокации будут захватывать электроны, а другие — дырки. Изменение электропроводности кристалла должно, следовательно, зависеть от направления оси изгиба

#### з способы создания дислокаций

При достаточно высоких температурах германий, кремний, антимонид индия<sup>33</sup> и ряд других материалов могут испытывать пластическую деформацию. Требуемое для этого напряжение оказывается гораздо меньше необходимого для излома данного материала в холодном состоянии. Типы дислокаций, возникающих при пластической деформации, а также их распределение в образце зависят от величины и типа деформации, направления приложенной силы по отношению к кристаллографическим осям и от температуры, при которой производится деформация. Сведения о типе, плотности и равномерности распределения дислокаций существенны при рассмотрении влияния последних на электрические свойства вещества в рамках модели болтающихся связей. Дислокации могут создаваться в процессе выращивания монокристаллов, при простом изгибе, при кручении, вдавливании, сжатии и растяжении кристаллов.

В настоящей главе мы рассмотрим все эти способы, обращая особое внимание на тип образующихся дислокаций.

#### 3.1. Дислокации, создаваемые в процессе роста монокристаллов

Было предложено четыре различных механизма возникновения дислокаций в процессе выращивания монокристаллов:

1. Пластическая деформация под действием температурных напряжений, возникающих при неравномерном охлаждении кристалла <sup>19,34</sup>.

2. Возникновение дисков вакансий вблизи границы с жидкой фазой и их последующее разрушение с образованием колец дислокаций<sup>35,36</sup>.

3. Флуктуации скорости затвердевания кристалла, в результате чего образуются слои твердой фазы с различными постоянными решетки (благодаря различной концентрации примеси). Дислокации возникают на границах между указанными слоями <sup>37,39</sup>.

4. Распространение дислокаций из затравки в кристалл<sup>40</sup>.

В литературе уже описывались распределения дислокаций, возникающих при изготовлении монокристаллов германия и кремния обоими основными способами — методом зонной плавки<sup>41</sup> и методом вытягивания<sup>34</sup>. При использовании метода зонной плавки плотность возникающих дислокаций оказывается обычно порядка  $10^2 - 10^4 \ cm^{-2}$ . Распределение дислокаций может быть самым различным — от равномерного рассеяния дислокаций по всему объему до образования границ зерен. Обнаружены два типа дислокаций, идущих вдоль направлений (100) и (211). Вектор Бюргерса в обоих случаях один и тот же — он равен по величине a/2 и направлен вдоль оси [110].

В кристаллах, выращенных в направлении [100], границы зерен с малым углом относительного поворота занимают две плоскости {110}, параллельные направлению роста. Дислокации, расположенные на этих границах, идут вдоль направления <sup>2</sup> <sup>42</sup> [100]. В кристаллах, выращенных

в направлении [111], указанные границы занимают три плоскости {110}, нараллельные направлению роста; соответствующие дислокации идут вдоль направлений (211) под углом 19° к направлению роста. Иногда в кристаллах, выращенных в направлении [100], прямая часть границы зерен с малым углом относительного поворота лежит в плоскости (010) или (001) и состоит из двух совокупностей дислокаций со взаимно перпендикулярными векторами Бюргерса. Предполагается, что рассеянные дислокации ориентированы так же, как и на границах зерен. Однако при малых плотностях дислокаций в кристаллах, выращенных в направлении [111], наблюдались дислокации, идущие вдоль направлений <sup>20</sup> (110) и (111) (они не могут иметь нормального вектора Бюргерса).

В методе вытягивания плотности возникающих дислокаций также оказываются порядка 10<sup>3</sup>—10<sup>4</sup> см<sup>-2</sup>, однако, как следует из последних сообщений, с помощью этого метода можно получать монокристаллы германия<sup>22</sup> и кремния<sup>21</sup>, совершенно свободные от дислокаций. В противоположность уже описанным дислокациям на границах зерен, идущим в направлениях (100), об ориентации дислокаций в тянутых кристаллах известно весьма немного. Однако есть некоторые указания на то, что в кристаллах, вытянутых вдоль оси [111], дислокации идут в направлениях (110) и (211) вблизи оси роста <sup>43</sup>. Метод вытягивания был использован при выращивании кристаллов с высокой плотностью дислокаций (путем использования затравки из пластически деформированного германия<sup>40</sup>). Этим способом можно получить также кристаллы с анизотропным распределением дислокаций 40,44. Наконец, с использованием двойных или расщепленных затравок можно вытягивать кристаллы, содержащие границы зерен с весьма различными смещениями атомов от нормальных положений и, следовательно, с различными плотностями дислокаций на этих границах. Таким способом были получены кристаллы, содержащие очень точно ориентированные границы зерен со средним (около 25°) углом относительного поворота зерен 45. Типы возникающих при этом дислокаций определяются из геометрических соображений.

#### 3.2. Дислокации, возникающие при изгибе

Дислокационная теория пластического изгиба была развита Ридом <sup>46</sup>. При простом изгибе дислокации идут параллельно оси изгиба, а плотность дислокаций дается формулой

$$N = \frac{k}{b_x}.$$
 (2)

Здесь  $b_x$ — средняя компонента вектора Бюргерса вдоль касательной к нейтральной поверхности, а k — кривизна нейтральной поверхности. Пирсон и др.<sup>3</sup> подвергали изгибу вокруг оси [110] германиевые стержни. вытянутые вдоль оси [110]. Ямки травления на плоскости (111) оказались расположенными в виде рядов вдоль следов двух активных плоскостей скольжения (111) и (111). Измеренная плотность ямок  $3 \cdot 10^6 \ cm^{-2}$  оказалась порядка  $\frac{1}{3}$  от величины, вычисленной по формуле (2), что может быть отнесено за счет трудности разрешения отдельных ямок травления. В работе <sup>47</sup> было показано, что увеличение температуры деформации германия ведет к образованию блоковой структуры или полигонизации <sup>48</sup>; предполагается, что образование стенок доменов, нормальных к плоскости сдвига, влечет за собой движение дислокаций по нормали к плоскости скольжения, так же как и перемещение их в плоскости скольжения. Стержни германия с продольной осью [112] и боковой гранью в виде плоскости (111) были изгибаемы вокруг оси [111]. Установка для изгиба показана на рис. 2. При температуре 500° С деформация происходит в отдельных зонах, причем дислокации располагаются вдоль следов активных плоскостей скольжения. Основными направлениями дислокаций оказались направления (211), составляющие угол в 19° с осью изгиба [111]. При температурах деформации 650 и 800° С

наряду со скольжением имеет место полигонизация, причем размеры возникающих блоков оказываются порядка 10<sup>-3</sup> см. Отжиг образцов, изогнутых при 500° С, в течение 26 часов при 700° также приводит к появлению полигонизации.

Для проверки формулы (2) использовались также германиевые Изгибаемый стержни, ориентированные так, чтобы скольжение имело место лишь в одной плоскости (рис. 3), а изгиб происходил <sup>49</sup> вокруг оси [412]. Ямки травления подсчитывались до и после процесса отжига. Число ямок травления до отжига оказалось несколько бо́льшим, чем это следует



Fuc. 2. Прибор для изгибания стержиевидных образцов <sup>49</sup>.

из формулы (2), причем наименьшая плотность ямок наблюдалась в области следа нейтральной плоскости, а наибольшая вблизи верхней и нижней граней (см. рис. 3). После отжига вследствие аннигиляции дислокаций противоположного знака средняя плотность дислокаций уменьшилась,



Рис. 3. Ориентация монокристалла, при которой сдви происходит только в одной плоскости <sup>49</sup>.

а распределение их благодаря миграции дислокаций стало более однородным. Имела место также полигонизация дислокаций; формула (2) при этом оказалась справедливой. Эти результаты были подтверждены также в работе <sup>50</sup>.

Аналогичные результаты были получены и на кремнии<sup>51</sup>. Используя технику декорирования, предложенную Дэшем<sup>13</sup>, Пейтель показал, что дислокации, которые возникают при изгибе кристаллов кремния, ориентированных так, как указано на рис. 3, идут в направлении [112], параллельном оси изгиба. Все эти опыты показывают, что метод изгиба очень удобен для введения контролируемых количеств чисто линейных дислокаций<sup>52</sup>.

# 3.3. Дислокации, возникающие при кручении

Кручение представляет собой один из возможных способов управляемого образования винтовых дислокаций. В работе <sup>53</sup> кручению подвергались германиевые стержни квадратного поперечного сечения; сдвиг в плоскости, перпендикулярной к оси вращения, не был обнаружен. Такой сдвиг наблюдался автором настоящей статьи и его сотрудниками при кручении круглых стержней <sup>54</sup>. В работе <sup>55</sup> исследовались две идеальные ориентации оси вращения — по направлениям (111) и (110). При кручении вокруг оси (111) нормальные к ней плоскости скольжения (111) вращаются друг относительно друга благодаря возникновению и движению пересекающихся сеток винтовых дислокаций<sup>7,8</sup>. Если же, с другой стороны, кручение происходит вокруг оси (110), то две плоскости скольжения (111), параллельные оси кручения, делят весь образец на ряд длинных, тонких, параллельных столбиков, по поверхностям соприкосновения которых и происходит сдвиг, как и при изгибе. Распределение дислокаций зависит от температуры деформации: при более низких температурах дислокации расположены в основном в активных плоскостях скольжения. Сдвиг происходит и по другим плоскостям {111}, но в меньшей стелени. что обусловлено характером распределения напряжений.

Подобный способ деформации с кручением на малые углы был использован Дэшем <sup>13</sup> при работе с кремнием. Оказалось, что при кручении вокруг оси (111) источники Франка — Рида генерируют дислокации\*) типа (110) (как винтовые, так и ориентированные под углом 60° к своему вектору Бюргерса) в форме петель в плоскости (111). нормальной к оси кручения. При температуре деформации 900 С все дислокации располагаются в основном в одной плоскости скольжения; при температуре 1100° С это выражено в меньшей степени. Увеличение скорости деформации в данном температурном интервале также приводит к тому, что дислокации собираются в одной плоскости. В литературе имеются лишь отдельные указания <sup>5</sup> на то, что винтовые дислокации в меньшей степени влияют на электрические свойства кристаллов, чем линейные. Однако вопрос о том, насколько менее эффективны винтовые дислокации. а также и о том, являются ли они действительно чисто винтовыми, в настоящее время остается открытым.

#### 3.4. Дислокации, возникающие при сжатии и вдавливании

Вмятины на поверхности германия, кремния и сплавов германия с кремнием производились при комнатной температуре с помощью микротвердометра. Оказалось, что вмятины, производимые при температуре 375 С, окружены <sup>57</sup> линиями сдвига, которые после травления выступают как ряды ямок травления. Вдавливание на грани (001) вызывает сдвиг вдоль направлений [110] и [110], а на грани (111) — вдоль направлений [101], [011] и [110], т. е. сдвиг в плоскостях {111}. С помощью измерений микротвердометром была обнаружена также пластичность, вызванная светом <sup>58</sup>. Сообщалось, что свет с определенной длиной волны может уменьшить твердость вещества до глубины порядка 1—2 мк.

В работе<sup>24</sup> для создания дислокаций использовалась деформация объемного сжатия. Затем на деформпрованных таким способом образцах были проведены различные электрические измерения. В работе <sup>59</sup> описаны опыты по сжатию образцов германия кубической формы между параллельными пластинками в температурном интервале от 550 до 850° С. Характеристики деформации напоминают. с кристаллографической точки зрения, соответствующие характеристики пластической деформации металлов с гранецентрированной кубической решеткой. Коэффициент упрочнения быстро уменьшается с увеличением температуры, но не падает до нуля при при-

<sup>\*)</sup> Автор употребляет термин «дислокация типа (abc)» ((abc) dislocation) по отношению к дислокации, идущей в направлении (abc). (Прим. перев.)

ближении к точке плавления. Исключительно резкое увеличение коэффициента упрочнения при уменьшении температуры указывает на то, что для пластической деформации при комнатной температуре необходимы слишком большие напряжения (превосходящие предел прочности материала). Это побусловливает хрупкость германия при комнатной температуре. В образцах, ориентированных так, чтобы скольжение происходило только в одной плоскости, с самого начала деформации наблюдалось сколькение и в другой плоскости, причем обе активные плоскости скольжения относились как к первичному, так и к критическому типу. Однако при сжатии менее чем на 2% главную роль играет только одна система сдвигов. При отжиге число дислокаций уменьшается весьма мало, вероятно, вследствие того, что многие из них не линейного типа. Тенденция ямок травления располагаться вдоль следов активных плоскостей скольжения {111} (как это имеет место в случае простого изгиба) здесь не наблюдалась. Полигонизация при отжиге также идет не очень интенсивно. Очевидно, сложный характер напряжения вызывает сложную систему сдвигов.

3.5. Дислокации, возникающие при растяжении

При одностороннем растяжении образцов германия скольжение происходит в плоскостях {111} по направлениям [110], причем сдвиг сопровождается местными вращениями <sup>27</sup>. Иногда видны полосы вторичного скольжения <sup>28</sup>. Эти полосы, приблизительно параллельные первоначальной плоскости скольжения, и содержат вторичные сдвиги, но очень мало первичных сдвигов. Полигонизация наступает при температуре деформации 600° С; размеры возникающих доменов того же порядка, что и при изгибе и сжатии. Полосы сбросов могут образоваться после экстенсивного скольжения одной первичной системы <sup>60</sup>. Для кремния получаются аналогичные результаты.

# 3.6. Дислокации в антимониде индия

По своим механическим свойствам антимонид индия во многих отношениях сходен с металлами, кристаллизующимися в гранецентрированной кубической решетке, а также с кремнием и германием <sup>33</sup>, хотя имеются и некоторые характерные отличия. Плоскости скольжения в InSb суть плоскости {111}, причем скольжение происходит в направлении [110]. Картина ямок травления <sup>33, 61</sup> аналогична картине, наблюдаемой на германии и кремнии.

3.7. Примесные атмосферы около дислокаций

В первых же опытах по пластической деформации германия и кремния путем изгиба Галлахер<sup>1</sup> нашел, что в монокристаллах германия обнаруживается явно выраженное время задержки, или индукции, прежде чем начнется скольжение. При температурах от 500 до 600° С это время составляет от нескольких секунд до нескольких минут. Зейтц <sup>62</sup>, анализируя эти результаты, получил для времени задержки *t* формулу

$$\boldsymbol{t} = \boldsymbol{t}_{\boldsymbol{0}} \exp\left\{-\frac{W}{kT}\right\},\tag{3}$$

где  $t_0 = 10^{-5}$  сек, а W = 1,25 ж. Он пришел к выводу, что это время связано с наличием атмосфер Коттрелла, состоящих из примесных атомов, которые, собираясь у дислокаций, сильно ослабляют действие источников 9 уФн. т. LXXIII, вып. 1

Франка—Рида <sup>68</sup>. Как показано в работе <sup>64</sup>, в области температур в 400—500° С время *t* может быть еще бо́льшим; для *W* при этом получилось значение 1,74 *эе*. Есть основания считать <sup>65,66</sup>, что в этом случае примесная атмосфера была образована атомами меди. Явные доказательства взаимодействия меди с дислокациями были получены в работе <sup>23</sup>, согласно которой в деформированных образцах германия скорость осаждения меди возрастает. Было обнаружено <sup>67</sup> также заметное влияние дислокаций на скорость диффузии меди в германия.

Что касается кремния, то, по-видимому, возникновение предела те кучести, исчезающего в процессе старения, связано с наличием атмосферы кислорода вокруг дислокаций <sup>68</sup>. Влияние кислорода на скорость образования ямок травления <sup>69</sup> подтверждает мысль о том, что в кремнии, содержащем кислород <sup>70</sup>, «врожденные» дислокации обладают кислородными атмосферами. В опытах <sup>13</sup> показано, как медь может осаждаться на дислокациях в кремнии.

Влияние примесных атмосфер на электрические свойства дислокаций будет рассмотрено ниже, в пп. 5.4 и 5.5.

# 4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ ЭЛЕКТРОНОВ, СВЯЗАННЫІ. С ДИСЛОКАЦИЯМИ

Влияние дислокаций на электрические свойства полупроводников с решеткой типа алмаза теоретически было рассмотрено Ридом <sup>5,29</sup>.

Акцепторное действие дислокаций объясняется с помощью модели болтающихся связей (см. рис. 1, б). Электрон, захваченный на болтаю-



Рис. 4. Изменение положения энергетических зон в зависимости от расстояния *r* от дислокации <sup>5</sup>.

щуюся связь, обладает, по-видимому, меньшей энергией, чем в зоне проводимости, но большей, чем в валентной зопе. Таким образом, если  $\varepsilon_2$  есть энергия электрона, захваченного на болтающуюся связь, то на зонной диаграмме уровень  $\varepsilon_2$  должен лежать в запрещенной зоне. В образцах *n*-типа, когда уровень Ферми  $\varepsilon_F$  лежит выше  $\varepsilon_2(\varepsilon_F > \varepsilon_2)$ , рис. 4), можно ожидать, что дислокация будет захватывать электроны из зоны проводи-

мости. Электропроводность при этом соответственно будет уменьшаться. Пусть, далее,  $\varepsilon_1$  есть энергетический уровень неспаренного «болтающегося» электрона, а  $\varepsilon_G - \varepsilon_1$ —энергия, которая требуется для выброса этого электрона в зону проводимости ( $\varepsilon_G$ — ширина запрещенной зоны). Если, как можно предполагать, неспаренный электрон связан слабее, чем валентный, то уровень  $\varepsilon_1$  также будет лежать в запрещенной зоне. Однако до сих пор не имеется никаких указаний на такое донорное действие дислокаций, даже в германии *р*-типа. В кремнии, где ширина запрещенной зоны больше, соответственно больше и вероятность обнаружить донорное поведение дислокаций при низких температурах.

Отсутствие заметной проводимости вдоль линейных дислокаций, повидимому, указывает на то, что значения энергии неспаренных электронов не образуют зоны\*) (в нормальном состоянии наполовину заполненной благодаря двум возможным ориентациям спина<sup>4</sup>). Таким образом,

<sup>\*)</sup> Это утверждение автора, по-видимому, не вполне убедительно: см., напри мер, <sup>138\*</sup>, <sup>139\*</sup>. (*Прим. ped.*)

дислокация представляет собой ряд близко расположенных отдельных акцепторных центров, каждый из которых характеризуется одним локальным уровнем  $\varepsilon_2$ . Определенная часть f этих центров может захватить электроны из зоны проводимости, которые при этом «спариваются» с болтающимися электронами (заполняют болтающиеся связи).

#### 4.1. Случай отсутствия пространственного заряда вокруг дислокации

Если расстояние между захваченными электронами не меньше расстояния между дислокациями, то заряд этих электронов в среднем равномерно распределен по объему кристалла, и образованием пространственного заряда вокруг дислокаций можно пренебречь. Пусть N — плотность дислокаций, а c — расстояние между болтающимися связями. Тогда число болтающихся связей в единице объема,  $N_s$ , есть  $\frac{N}{c}$ . Доля заполненных болтающихся связей дается функцией Ферми:

$$f = \frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_F}{kT}\right\}},\tag{4}$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, а  $\varepsilon_{\rm F}$  — уровень Ферми.

Однако при  $N_s = 10^{15}$  см<sup>3</sup> п равномерном распределении болтающихся связей по объему кристалла с  $< 10^{-5}$  см. Из формулы (1) следует, что в этом случае  $\alpha < 3.5 \cdot 10^{-3}$  радиана, т. е. рассматриваемые дислокации должны быть почти чисто винтовыми.

# 4.2. Роль пространственного заряда вокруг дислокации

Рассмотрим дислокацию в образце п-типа, зонная схема которого изображена на рис. 4. Как уже замечалось, е, является энергетическим уровнем электрона, захваченного на болтающуюся связь. Расстояния между соседними болтающимися связями вдоль дислокации, идущей перпендикулярно к плоскости рисунка, оказываются порядка всего лишь нескольких ангстремов. Таким образом, степень заполнения болтающихся связей оказывается зависящей не только от положения дислокационного уровня и уровня Ферми, как обычно, но и от энергии кулоновского взаимодействия между электронами, захваченными данной дислокацией. Это означает, что обычная статистика Ферми здесь неприменима. Помимо взаимодействия друг с другом, захваченные электроны действуют коллективно, увеличивая электростатическую энергию электрона, находящегося вблизи дислокации. Это показано на рис. 4 изменением положения потолка валентной зоны и дна зоны проводимости в зависимости от расстояния от дислокации. Пусть a<sub>s</sub> обозначает расстояние между захваченными электронами, тогда доля заполненных болтающихся связей будет равна  $f=c/a_{c}$ . Если, далее, а, меньше среднего расстояния между химическими донорами или акцепторами, то дислокация будет действовать как отрицательно заряженная линия с зарядом на единице длины, равным  $q/a_{\rm s}$ . Эта заряженная линия отталкивает электроны проводимости, вследствие чего вдоль нее образуется цилиндрическая область положительного пространственного заряда со средней плотностью (в единице объема) q (N<sub>n</sub>-N<sub>a</sub>). 9 < Радиус цилиндра определяется из условия равенства абсолютных величин заряда на единицу длины в цилиндре и на дислокации:

$$\pi r^2 (N_{\pi} - N_a) = \frac{1}{a_{\gamma}} = \frac{i}{c}$$
 (5)

Граница цилиндра является резкой при низких температурах и размывается при повышении температуры. Полная плотность пространственного заряда

$$\varrho = q \left( N_{\pi} - N_{a} - n + p \right) \tag{6}$$

изменяется от  $\varrho = 0$  на большом расстоянии от дислокации до

$$\varrho = q \left( N_{\rm A} - N_{\rm a} \right)$$

вблизи дислокации. Вдоль дислокации может также образоваться узкая цилиндрическая область из *p*-материала (p > n).

Руководствуясь изложенными соображениями, Рид развил ряд приближенных методов статистического вычисления степени заполнения дислокационных акцепторных центров. В его расчетах пренебрегается вкладом свободных носителей тока в создание пространственного заряда





Кривые, соответствующие различным приближениям, обозначены так: Б-приближение статистики Больцмана, Ф-приближение статистики Ферми, м. э.-приближение «минимальной энергии» и г. о.-приближение гармонического осциллятора 29. вокруг дислокации, что можно делать лишь тогда, когда проводимость образца далека от собственной (см. формулу (43)). Ниже мы кратко рассмотрим методы Рида. Кривые зависимости степени заполнения дислокации f от температуры для случая  $N_{\pi} - N_a = N_a =$  $= 10^{15} cm^{-3}$  и  $\varepsilon_G - \varepsilon_2 = 0.225$  зв приведены на рис. 5.

1. Приближение «минимальной энергии». Рассмотрим процесс заполнения дислокации, изображенной на рис. 1, б. Пусть  $\varepsilon_s = \varepsilon_s(f)$ есть электростатическая энергия, отнесенная к одному захваченному электрону. Минимизируя свободную энергию дислокации при  $T=0^\circ$  К (когда свободная энергия совпадает со средней), можно получить соотношение

$$\varepsilon_F - \varepsilon_2 = \varepsilon^*(f), \qquad (7)$$

где

$$\varepsilon^* = \frac{d}{df} f \varepsilon_s(f). \tag{8}$$

Если известна зависимость  $\varepsilon^*$  от f, то формула (7) позволяет найти зависимость f от температуры. Рид определил явный вид функции  $\varepsilon_s(f)$ :

$$\mathbf{\varepsilon}_{s} = \frac{2}{\varkappa a} \left( \ln \frac{r}{a} - 0,866 \right) \tag{9}$$

(и - диэлектрическая проницаемость материала).

132

После введения величин

$$\varepsilon_{0} = \frac{q^{2}}{\kappa c} ,$$

$$f_{c} = c \sqrt[3]{\pi (N_{\pi} - N_{a})}$$
(10)

формула (9) принимает вид

$$\varepsilon_{s} = f\varepsilon_{0} \left( \frac{3}{2} \ln \frac{f}{f_{c}} - 0,866 \right). \tag{11}$$

Здесь  $\varepsilon_0$  — энергия кулоновского взаимодействия двух электронов, расположенных на соседних болтающихся связях. Для германия, у которого  $\varkappa = 16$ ,  $\varepsilon_0 = \frac{0.9}{c}$  эв (с в Å). При  $f = f_c$  имеем r = a, если же  $f = f_c \sqrt[3]{\pi} = 0.68 f_c$ , то  $a = L = (N_{\pi} - N_a)^{1/3}$ , т. е. расстояние между захваченными электронами равно среднему расстоянию между нескомпенсированными донорными центрами.

Область применимости формулы (11) ограничена условием, чтобы f было не очень малым \*). Для чисто линейной дислокации, идущей в направлении (110), в германии (c = b = 4 Å) мы получаем

$$f_c = 4 \cdot 10^{-3} \pi^{1/3} = 0,00586$$
 и  $\varepsilon_0 = 0,255$  эе.

Для Ge ( $\varepsilon_G - \varepsilon_2 = 0,225 \ \mathfrak{s}_6$ ) при  $T = 0^\circ$  K и  $N_{\pi} - N_a = 10^{15} \ cm^{-3}$  (что соответствует удельному сопротивлению около 1,7  $\mathfrak{s}_{M} \cdot \mathfrak{c}_{M}$  при  $T = 300^\circ$  K) типичные значения нараметров теории суть: f = 0,11, r = 2820 Å, L = 1000 Å; расстояние между захваченными электронами a = 36 Å. Приближение минимальной энергии оказывается вполне удовлетворительным в довольно широком интервале температур. В этом приближении преднолагается, что захваченные электроны равномерно распределены вдоль дислокации; влияние неоднородности распределения на свободную энергию оказывается существенным лишь при  $f\varepsilon_0 \sim kT$ . 2. Приближение «статистики Ферми». В этом приближении пред-

2. Приближение «статистики Ферми». В этом приближении преднолагается, что всем способам распределения электронов вдоль дислокации соответствует одна и та же энергия. Зависимость степени заполнения f от температуры опять находится минимизированием свободной энергии, приходящейся на один захваченный электрон. Полученный результат оказывается точным при  $T=0^{\circ}$  К и дает хорошее приближение, если  $f\varepsilon_0 \ll kT$ . Кривая f=f(T) при этом идет несколько выше, чем в приближении минимальной энергии.

В последующих приближениях учитывается эффект неравномерного распределения электронов вдоль дислокации.

3. Приближение «статистики Больцмана». При повышении температуры (от 0° К) часть захваченных электронов получит достаточную тепловую энергию, чтобы перескочить на соседнюю болтающуюся связь. Добавочную электростатическую энергию  $\delta \varepsilon_s$ , связанную с возникающей неравномерностью распределения электронов вдоль дислокации, можно найти в приближении Эйнштейна. В этом приближении каждый электрон рассматривается как движущийся в усредненном поле всех остальных электронов, так что энергия его зависит лишь от величины его собственного смещения. Считая, что распределение смещений по величине подчиняется статистике Больцмана, и опять минимизируя свободную энергию,

<sup>\*)</sup> Как следует из работы Рида 5, необходимо, чтобы выполнялось условие  $f \gg f_c$ . (Прим. nepes.) В силу квазиклассичности теории Рида условия применимости се ограничены еще перавенством  $r \gg \lambda_T$ , где  $\lambda_T$ —средняя «тепловая» длина волны носителя тока. (Прим. ped.)

можно найти зависимость f от T. Кривая, изображающая эту зависимость, отмечена на рис. 5 буквой E. Однако приближение Эйнштейна дает правильное значение  $\delta \varepsilon_s$  лишь в случае полного отсутствия корреляции смещений различных электронов. При низких температурах и больших значениях f кулоновское взаимодействие соседних электронов может привести к корреляции их смещений, вследствие чего значение  $\delta \varepsilon_s$ , полученное в приближении Эйнштейна, оказывается завышенным. Нижний предел  $\delta \varepsilon_s$  в этом случае дает приближение, учитывающее взаимодействие лишь ближайших соседей. Соответствующая кривая f = f(T) обозначена на рис. 5 буквой E'. Кривые E и E' лишь весьма незначительно отличаются друг от друга и, как и следовало ожидать, лежат между предельными кривыми, получающимися из двух первых приближений. Для больших смещений, когда начинают играть роль члены, нелинейные по напряженности электрического поля, пренебрежение ими приводит к некоторой компенсации ошибок, связанных с предположением об отсутствии корреляции смещений.

При высоких температурах (~300° К) смещения становятся столь большими, что электроны уже нельзя считать связанными с какими-то определенными местами на дислокации; соответственно, статистика Больцмана делается неприменимой. Комбинируя статистики Больцмана и Ферми при 300° К (точка Б.Ф. на рис. 5), можно получить значение f, лишь слабо отличающееся от результата приближения Больцмана в чистом виде. При малых значениях f возникает неопределенность в вычислении  $\varepsilon^*$ , что относится ко всем рассмотренным выше приближениям. Это связано с тем. что об определенном пространственном заряде вокруг дислокации можно говорить лишь в том случае, если расстояние между захваченными электронами *а* меньше как *r*, так и *L*. Кроме того, при выводе формул для  $\varepsilon_{s}(f)$ е\*(f) предполагалось, что положительный пространственный заряд И равномерно распределен по цилиндрической области радиуса r вдоль дислокации. Это предположение законно лишь, если г велико по сравнению с L.

4. Приближение «гармонического осциллятора». Если расстояние между дислокационными акцепторными центрами с велико́ (дислокация по типу близка к винтовой), то каждый центр, по-видимому, характеризуется одним локальным уровнем  $\varepsilon_2$ . С приближением ориентации дислокации к линейной расстояние с уменьшается и достигает минимального значения 0,866 b. Для Ge b=4 Å (ориентация  $\langle 110 \rangle$ ). При уменьшении с может наступить перекрытие волновых функций электронов на соседних болтающихся связях, что приведет к размытию единого уровня в зону. Таким образом, захваченный электрон может приобрести максимальную кинетическую энергию  $\varepsilon_b$ , все еще оставаясь на дислокации. Рассматривая каждый захваченный электрон как гармонический осциллятор с одной степенью свободы и вновь используя приближение Эйнштейна, можно получить зависимость f(T). Соответствующая кривая на рис. 5 обозначена буквами  $\varepsilon$ . о. (приближение гармонического осциллятора). Ширина дислокационной зоны  $\varepsilon_b$  принята равной 0,1  $\varepsilon$ , эффективная масса электрона  $m^*=4,75 m_0 (m_0 - масса свободного электрона).$ 

Как и в случае статистики Больцмана, при низких температурах данное приближение дает завышенное значение  $\delta \varepsilon_s$  вследствие пренебрежения корреляцией в движении электронов. Точно так же учет взаимодействия лишь ближайших соседей даст нижний предел  $\delta \varepsilon_s$ . Однако в этом случае рассматриваемая модель будет скорее дебаевской, чем эйнштейновской. При высоких температурах возникают ошибки, связанные с пренебрежением нелинейными членами в разложении силы, возвращающей электрон в первоначальное положение. Как и в случае приближения Больцмана, они имеют тенденцию взаимно компенсироваться с ошибками, связанными с пренебрежением корреляцией в движении электронов. Таким образом, по-видимому, основным источником ошибок при малых значениях f будет неопределенность в  $\varepsilon^*(f)$ , которая здесь больше, чем в приближении статистики Больцмана.

# 5. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С ДИСЛОКАЦИЯМИ

Все теоретические и экспериментальные данные, касающиеся влияния дислокаций на электрические свойства кристаллов, можно разделить на две большие группы. Первая группа включает в себя изучение объемных свойств материалов, содержащих дислокации, вторая же имеет дело с различными типами границ между зернами. К первой группе можно также отнести исследование анизотропных свойств дислокаций, когда дислокации не принадлежат к какой-либо одной границе.

### 5.1. Акцепторные центры, связанные с дислокациями

Возникновение центров акцепторного типа в кристаллах германия и кремния при их пластическом изгибе впервые было замечено Галлахером <sup>1</sup>. Он обнаружил, что в образцах *n*-типа (с удельным сопротивлением от 2 до 20 ом.см) в области из-

гиба имеет место увеличение сопротивления и уменьшение времени жизни неосновных носителей тока. Анализируя эти результаты, Зейтц<sup>62</sup> ограничился рассмотрением только механических эффектов, связанных с изгибом.

В последующей работе <sup>3</sup> иластическому изгибу при 650° С были подвергнуты образцы германия как *n*-, так и *p*-типа. Плотность введенных таким образом дислокаций составляла около 3:-9·10<sup>6</sup> см<sup>-2</sup>, причем дислокаций основная часть шла, по-видимому, в направлении (110), т. е. под углом  $60^{\circ}$ к своему вектору Бюргерса. На контрольном и деформированном образцах были произведены измерения эффекта Холла, проводимости и подвижности носителей тока. Оказалось, что в образцах р-типа (с удельным



Рис. 6. Зависимость подвижности электронов от температуры в контрольном, подвергнутом термообработке, и деформированном мопокристаллах германия<sup>3</sup>.

сопротивлением 15 ом см) деформация почти совсем не влияет на подвижность и концентрацию носителей. Кривые, показывающие влияние дислокаций на электрические свойства образцов *п*-типа (с удельным сопротивлением 15 ом см), приведены на рис. 6—8. Из результатов работы следует, что при деформации в кристалл вводятся центры акцепторного типа с энергетическими уровнями в середине или в верхней половине запрещенной зоны \*). Ход кривой на рис. 8 соответствует предположению о том, что каждый такой центр создает один локальный уровень, лежащий на 0,2 эв ниже дна зоны проводимости. Эти уровни связаны с наличием незаполненных связей вдоль дислокаций, образующихся при изгибе образца. При насыщении этих связей путем захвата электронов из зоны проводимости дислокация становится отрицательно заряженной, что приводит к образованию вокруг нее цилиндрической области положительного пространственного заряда. Соответственно изменяется электростатический потенциал в окрестности дислокации, возникает дополнительное



Рис. 7. Температурная зависимость проводимости контрольного, подвергнутого термообработке, и деформированного образцов германия<sup>3</sup>.



Рис. 8. Температурная зависимость концентрации электронов в контрольном, подвергнутом термообработке, и деформированном образдах германия <sup>3</sup>.

рассеяние носителей тока и уменьшается их подвижность. При соответствующих измерениях эффекта Холла плотность тока и магнитное поле направляются перпендикулярно к дислокациям, и холловское напряжение возникает между противоположными концами ряда дислокаций. При самых низких температурах оказываются заполненными около одной десятой всех болтающихся связей; при повышении температуры доля заполненных связей уменьшается и при комнатной температуре становится очень малой.

Плотность дислокаций, необходимая для объяснения результатов измерения проводимости и эффекта Холла, оказывается примерно в два или три раза больше минимальной плотности, вычисленной с использованием радиуса кривизны. Возможно, это обусловлено тем, что минимальная

<sup>\*)</sup> Следует заметить, что ввиду особенностей энергетических уровней, связанных с дислокациями, кривые типа изображенных на рис. 6—8 не удается интерпретировать непосредственно так же, как в случае точечных центров Это приводит к известным трудностям в определении положений дислокационных уровней по этим кривым. (Прим. перев.)

илотность дислокаций (по формуле (2)) может оказаться в четыре раза меньше истинной плотности дислокаций в образце до отжига <sup>49</sup> (см. 3.2).

Время жизни в деформированных образцах уменьшилось до величины, меньшей 1 мксек, хотя концентрация термических акцепторов благодаря обработке кристалла цианистым калием оставалась меньше 3·10<sup>13</sup> см<sup>-3</sup>. Результаты этой работы составили базу, на которой и была развита теория Рида, изложенная в предыдущей главе. Рид рассмотрел также рассеяние электронов на заряженных дислокациях <sup>30</sup>. На частной модели он показал, что ряд параллельных дислокаций, получающийся при пластическом изгибе, должен мало влиять на подвижность электронов вдоль направления дислокаций. Подвижность электронов в направлении. перпендикулярном к ряду дислокаций, может уменьшиться вследствие искривления электронных траекторий заряженными цилиндрами. При достаточно большой плотности дислокации будут заметно рассеивать электроны с изменением компоненты импульса, нормальной к направлению ряда дислокаций, что приведет к уменьшению среднего времени свободного пробега. Таким образом, рассеяние на дислокациях должно характеризоваться длиной свободного пробега, зависящей от направления тока. В случае, когда плотность дислокаций слишком мала, чтобы она могла заметно влиять на время свободного пробега, макроскопическая подвижность электронов все же должна уменьшаться за счет искривления линий тока заряженными дислокациями. Рид исследовал влияние дислокаций на дрейфовую и холловскую подвижности, причем плотность тока считалась перпендикулярной к ряду дислокаций, а напряженность магнитного поля могла быть как параллельной, так и перпендикулярной к нему. Оказалось, что в обычную формулу для постоянной Холла, использованную в работе <sup>3</sup> для вычисления средней концентрации электронов, следует ввести поправочный множитель, зависящий от того, какая доля полного объема кристалла занята цилиндрическими областями положительного пространственного заряда.

Анализ показывает, что влияние дислокаций на время свободного пробега можно изучать лишь тогда, когда радиус заряженного цилиндра вокруг дислокации достаточно мал. Это в свою очередь означает, что должна быть большой избыточная концентрация доноров  $N_{\rm A}-N_a$ , при этом может стать существенным рассеяние на примеси. Поскольку весь эффект особенно важен именно при низких температурах, желательно было бы построить теорию комбинированного рассеяния электронов на дислокациях и на примеси.

Автор благодарен д-ру Логану за препринт статьи Логана, Пирсона и Клеймана \*) относительно анизотропии подвижности электронов в пластически деформированном германии. В этой работе экспериментально исследовалась зависимость концентрации носителей тока от температуры в деформированных образцах германия *n*-типа (с удельным сопротивлением 10 ом · см), легированного сурьмой. Полученные результаты можно объяснить на основе теории Рида, если предположить, что дислокации создают в запрещенной зоне локальные уровни, отстоящие на 0,18— 0,20 *эе* от дна зоны проводимости. Оказалось, что при изгибе кристалла подвижность электронов в направлении, перпендикулярном к оси изгиба, уменьшается, в то время как подвижность в направлении оси изгиба остается неизменной. Изгиб производился вокруг оси [ $\overline{112}$ ], однако авторы рассматривают возникшие дислокации не как ряд линий, параллельных оси изгиба, а скорее как зигзаги, составленные из отрезков, лежащих вдоль осей [ $\overline{112}$ ], [ $\overline{101}$ ] и [ $01\overline{1}$ ], вытянутые в направлении [ $\overline{112}$ ].

<sup>\*)</sup> Journal Appl. Phys. 30, 885 (1959). (Прим. перев.)

# 5.2. Отжигаемые акцепторные центры, возникающие при деформации

Деформация при температурах ниже 650 С может привести к возникновению отжигаемых акцепторных центров <sup>71</sup>, по своей природе отличных от описанных выше. Эти центры не связаны непосредственно с дислокациями и, как следует из экспериментальных данных, по-видимому, представляют собой пустые узлы и междоузельные атомы. Твит <sup>72</sup> подвергал изгибу при температурах от 550 до 620° С образцы германия *n*-типа, легированного сурьмой (10 ом с.м), и *p*-типа, легированного золотом (20 ом с.м). Перед деформацией образцы обрабатывались цианистым калием, чтобы



Рис. 9. Температурная зависимость коэффициента Холла для контрольной (недеформированнои) (А) и деформированной (В) частей образца германия, легированного золотом<sup>72</sup>. свести к минимуму концентрацию термических акцепторов. На рис. 9 приведены кривые зависимости постоянной Холла от обратной температуры для двух секций образца, легированного золотом (концентрация дырок в образце при комнатной температуре ~10<sup>14</sup> см<sup>-3</sup>).

Кривая A относится к недеформированной части образца и описывается формулой  $\exp\{\varepsilon/kT\}$ , где  $\varepsilon=0,15$  эв, что соответствует нижнему акцепторному уровню золота в германии<sup>38</sup>. Кривая Bотносится к деформированной области, ее наклон соответствует  $\varepsilon = 0,1$  эв. Другие образцы (в деформированной области) обнаруживают разброс в значениях  $\varepsilon$  от 0,08 до 0,12 эв. Отжиг образцов приводит к исчезновению акцепторных уровней, описываемых кривой B.

Аналогичные акцепторные центры (с тем же разбросом значений є) возникают и при деформации образцов, легированных сурьмой, и притом в таком количестве, что после деформации образцы приобретают дырочную проводимость. После отжига в течение нескольких часов

при температуре 600—800° С эти акцепторные центры исчезают, и образцы снова «переворачиваются» в *n*-тип. При этом температурная зависимость подвижности электронов в отожженных образцах находится в соответствии с данными работы <sup>3</sup>.

Никаких сведений относительно возможного распределения дислокаций в образце, кроме указания на то, что для удобства измерений образцы после деформации были выпрямлены, в работе Твита не приводится.

Рид высказал предположение  $7^2$ , что образцы, исследованные в работе <sup>3</sup> (см. рис. 6—8), были фактически деформированными при температуре выше  $650^{\circ}$  С. Вследствие слабой деформации этих образцов отжиг их произошел, по-видимому, уже в процессе изгиба.

Возникновение отжигаемых центров в результате пластической деформации наблюдалось также при сжатии германия *n*-типа <sup>73</sup>. Влияние величины и типа начальной проводимости материала, температуры и степени сжатия, а также последующей термообработки на электрические свойства деформированного материала подробно исследовано в работе <sup>24</sup>. Изменения, происходящие при деформации в отжиге слабо сжатых кристаллов, показаны в таблице I. Образцы имели форму небольших

#### Таблица I

Изменение проводимости образцов германия *n*-типа, а также илотности дислокации в них при легком сжатии и последующем отжиге<sup>21</sup>

Образец	Условия	Проводи- мость при 25° С (ом.см)-1	Плотность дислокаций (см-2)	
А Б	До сжатия После сжатия на 2,5% при 525° С После отжига при 725° С в течение 15 мин То же в течение 30 мин » » » 8 60 мин	5,7 3,9 4,5 5,2 5,1 5,7 5,1 5,0	$\begin{array}{c} 6\cdot 10^{4} \\ 16\cdot 10^{6} \\ 13\cdot 10^{6} \\ 11, 2\cdot 10^{6} \\ 11, 6\cdot 10^{6} \\ 4\cdot 10^{4} \\ 14\cdot 10^{6} \\ 8, 2\cdot 10^{6} \\ 7, 6 \\ 406 \end{array}$	
	» » » » 60 мин	$5,1 \\ 5,2$	6,9.10	

кубиков; на их поверхность, чтобы уменьшить загрязнение, был нанесен слой золота <sup>74</sup>.

Как видно из таблицы, сжатие образцов при сравнительно низкой температуре (525° С) приводит к уменьшению проводимости. Однако в про-

цессе отжига проводимость восстанавливается, что указывает на связь этого эффекта с акцепторными центрами, возникающими в образце при охлаждении его до комнатной температуры. Сжатие при более высокой температуре не сопровождается подобным «отжигаемым» уменьшением проводимости. Очевидно центры, возникающие при высокотемпературной деформации, отжигаются уже в процессе деформации. Изменение плотности дислокаций в образце в процессе деформации и последующего отжига (определенное по изменению плотности ямок травления) оказывается примерно одинаковым как для высоких, так и для низких температур, используемых в опыте. При этом плотность дислокаций во время отжига оказывается все же в 100 раз больше «врожденной». Все это указывает на то, что отжигаемые акцепторные центры не свя-





Кривая иллюстрирует накопление акцепторных центров в образце при сжатии 24

заны непосредственно с самими дислокациями. Последние, согласно модели Рида <sup>5</sup>, весьма слабо влияют на проводимость при комнатной температуре, хотя вполне возможно, что небольшое остаточное (после отжига) уменьшение проводимости. наблюдавшееся на всех образцах, связано с уменьшением подвижности и концентрации электронов за счет дислокаций. Рис. 10 пллюстрирует изменение концентрации отжигаемых центров с увеличением степени деформации. Видно, что, несмотря на отсутствие непосредственной связи между дислокациями и отжигаемыми дентрами. число последних растет с увеличением степени сжатия. Из рис. 11 видно, что при 525° С число отжигаемых центров с увеличением деформации растет быстрее, чем при 725° С. Это связано, как уже замечалось. с наличием при 725° С одновременного процесса отжига.

В случае германия *p*-типа проводимость низкоомных образцов при сжатии увеличивается. Проводимость высокоомных образцов, наоборот, уменьшается, что можно отнести за счет образования донорных центров<sup>75</sup>. Было показано<sup>76</sup>, что пустые узлы и междоузельные атомы могут играть роль акцепторов и доноров, создавая два уровня в запрещенной зоне. Эта идея, правильность которой была подтверждена опытами на германии, подвергнутом бомбардировке<sup>77</sup>, в применении к отжигаемым донорам и акцепторам формулируется следующим образом<sup>75</sup>. Предполагается, что уровень, соответствующий однократной ионизации междоузельного атома (донорный), лежит близко к дну зоны проводимости, в то время



Рис. 11. Зависимость проводимости германия при комнатной температуре от степени сжатия для двух температур сжатия 525 и 725°С.

Видно, что при сжатии при более низкой температуре накопление акцепторных центров происходит быстрее 24

как уровень, соответствующий однократной ионизации пустого узла (акцепторный), находится вблизи потолка валентной зоны. Уровни, соответствующие двукратной иониобоих рассматриваемых дефектов. зации лежат немного ниже середины запрещенной зоны. Если пустые узлы и междоузельные атомы существуют одновременно, то часть электронов с донорных уровней междоузельных атомов перейдет на лежащие ниже акцепторные уровни пустых узлов, благодаря чему возникает добавочное количество ионизованных доноров и акцепторов. В образцах *п*-типа, где первоначальный уровень Ферми лежит высоко, добавочные пустые доноры могут захватывать электроны из зоны проводимости, уменьшая тем самым проводимость образца. Аналогичная картина будет иметь место в образцах сильно выраженного р-типа, где ионизованные (заполненные) акцепторы могут захватывать дырки из валентной зоны. В образцах слабо выраженного

*p*-типа будет действовать только незаполненный (2-й донорный) уровень в нижней половине запрещенной зоны. На этот уровень может захватиться некоторое количество электронов из валентной зоны, в результате чего появится дополнительное количество свободных дырок, а проводимость образца увеличится. Согласно приведенному объяснению, отжигаемые «акцепторы» являются фактически не чем иным, как ионизованными (или пустыми донорами), в то время как отжигаемые «доноры» представляют собой в действительности ионизованные (или заполненные) акцепторы.

#### 5.3. Влияние дислокаций на время жизни неосновных носителей тока

Количественные измерения времени жизни неосновных носителей в пластически деформированных кристаллах весьма трудны, ибо времена жизни, с которыми там приходится иметь дело, порядка нескольких микросекунд и менее. Еслиже с целью сохранения достаточно большого времени жизни использовать малую деформацию, то влияние сопутствующей термообработки может превысить эффекты, непосредственно связанные с деформацией. Однако использование метода затухания проводимости с помощью генератора Ван-де-Граафа <sup>78</sup>, дающего возможность измерять времена жизни порядка 10<sup>-6</sup>—10<sup>-8</sup> сек, позволило Вертхейму и Пирсону исследовать рекомбинацию в пластически деформированном германии<sup>50</sup>. Образцы германия были изогнуты 49 при температуре 750° С вокруг оси (211). так что дислокации, преимущественно чисто линейного типа, шли параллельно оси изгиба. Наружный слой образца, содержащий особенно много дислокаций, был снят с помощью травления, и тогда удалось получить сравнительно однородное распределение дислокаций (в пределах 50%). Чтобы уменьшить загрязнение, образцы обрабатывались цианистым калием. Исходный материал был двух сортов: германий р-типа. легированный индием, с удельным сопротивлением 2,2 ом.см, объемным

временем жизни 150 мксек и «врожденной» плотностью дислокаций 5.10<sup>3</sup> см<sup>-3</sup>, и германий п-типа, легированный сурьмой, с удельным сопротивлением 8 ом.см и теми же значениями времени жизни и «врожденной» плотности дислокаций, что и в первом случае. Плотность дислокаций определялась как путем расчета с использованием радиуса кривизны (см. (2)), так и путем подсчета ямок травления на одной из плоскостей {111}, нормаль к которой составляла угол в 19° с осью изгиба. Результаты, полученные с помощью обоих методов, совпадали друг с другом.

Данные, соответствующие комнатной температуре, приведены на рис. 12, где показана

зависимость доминирующей постоянной времени, найденной по затуханию проводимости, вызванной бомбардировкой, от плотности дислокаций в образце. При изменении плотности дислокаций от 5 · 10<sup>-3</sup> см<sup>-2</sup> («врожденная» плотность) до 2 107 см<sup>-2</sup> (деформированные образцы) время жизни оказывается обратно пропорциональным плотности дислокаций N:

в р-образцах

$$\tau = \frac{0,7}{N},\tag{12}$$

в *n*-образцах

$$\tau = \frac{2.5}{N} \,. \tag{13}$$

Процесс рекомбинации в образце *р*-типа состоит в захвате электрона нейтральным дислокационным центром с последующей аннигиляцией его с дыркой, захваченной из валентной зоны. Ввиду малой степени заполнения дислокации практически все дислокационные акцепторные центры свободны. При плотности дислокаций 107 см-2 и среднем времени захвата 7.10<sup>-8</sup> сек (см. рис. 12) вычисленный радиус захвата (электронов. — Прим. перев.) оказывается порядка 3,4.10<sup>-8</sup> см при комнатной температуре. Если концентрация дырок составляет 2.10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>, а их сечение захвата <sup>79</sup>  $4 \cdot 10^{-14} cm^2$ , то время аннигиляции (время, протекшее между актами захвата электрона и аннигиляции его с дыркой. — Прим. перев.), согласно оценке, равно 6.10-10 сек. Поскольку это гораздо меньше наблюдаемого



Рис. 12. Зависимость времени жизни неос-

новных носителей от плотности дислокаций

в германии при компатной температуре <sup>50</sup>.

ремя жизни, сек

времени жизни, затухание избыточной проводимости должно быть чисто экспоненциальным с постоянной времени, определяемой более медленным процессом (захватом электрона). При этом лишь малая часть инжектированных носителей может «застрять» на дислокациях.

Температурная зависимость доминирующих постоянных времени для четырех деформированных и двух контрольных образцов представлена на рис. 13. Отсюда видно, что деформации играли гораздо бо́льшую роль, чем сопутствующая термообработка. Как было выяснено, время жизни в контрольных образцах определялось в основном поверхностной рекомбинацией. Температурная зависимость времени жизни соответствует предположению о том, что дислокационный уровень лежит в верхней половине запрещенной зоны <sup>3</sup>\*). В материале *p*-типа при достаточно низких темпе-



Рис. 13. Зависимость времени жизни неосновных носителей от обратной температуры для контрольных образцов и образцов с различной плотностью дислокаций <sup>50</sup>.

ратурах все дислокационные акцепторные центры пусты и, следовательно, температурная зависимость времени жизни отражает изменение радиуса захвата с температурой. При повышении температуры часть центров заполняется, теряя способность захватывать электроны, что приводит к увеличению времени захвата последних. Уменьшение времени жизни при температурах ниже точки 10<sup>3</sup>/*T*=3,5 связано с зависимостью температурной радиуса захвата r<sub>c</sub>, причем для r<sub>c</sub> получается эмпирическая формула

$$r_c = AT^{-3}.$$
 (14)

При температурах выше комнатной зависимость времени

жизни от температуры оказывается экспоненциальной с энергией активации порядка половины ширины запрещенной зоны.

В сильно деформированных образцах затухание избыточной проводимости происходит по чисто экспоненциальному закону, с одной постоянной времени, во всем рассматриваемом интервале температур. В менее сильно деформированных образцах появляются медленно затухающие экспоненты, которые можно отнести за счет неоднородности в распределении дислокаций.

В материале *п*-типа каждая дислокация окружена цилиндрической областью пространственного заряда. Акт рекомбинации состоит в захвате избыточной дырки на заполненный (отрицательно заряженный) дислокационный акцепторный центр с последующей перезарядкой этого (или какого-либо другого) центра путем захвата электрона из зоны проводимости. В германии *n*-типа с удельным сопротивлением 8 ом.см заполнено около 4% болтающихся связей, так что расстояние между соседними захваченными электронами и энергия их взаимодействия составляют соответственно около 10<sup>-6</sup> см и 0,01 эе. Согласно оценке радиус

<sup>\*)</sup> Заметим, что обычная интерпретация данных о температурной зависимости времени жизни здесь вссьма затруднительна, хотя бы из-за отсутствия какой-либо определенной энергии активации для дислокационных уровней (см. также примечание к стр. 136). (Прим. перев.)

заряженного цилиндра равен 10<sup>-4</sup> с.м. Таким образом, здесь применимы рассуждения Моррисона <sup>80</sup>, приведенные ниже \*) (см. 5.6). В образцах *n*-типа затухание проводимости может быть описано, вообще говоря, с помощью трех экспонент. Данные на рис. 12 относятся к постоянной времени промежуточной величины, так как соответствующая экспонента имеет наибольшую амплитуду и присутствует во всем интервале температур.

# 5.4. Естественные дислокации

Дислокации, возникающие в процессе роста монокристаллов, с одной стороны, и вводимые при кратковременной пластической деформации. с другой, могут, вообще говоря, различным образом влиять на электрические свойства вещества. Вследствие создаваемого дислокацией поля напряжения она может взаимодействовать с другими источниками внутренних напряжений (например, атомами растворенных веществ). Энергия упругого взаимодействия дислокации с атомом радиусом  $r(1+\beta)$  в растворителе с атомным радиусом r дается выражением <sup>81</sup>

$$U = \frac{4}{3} G_m \beta r^3 b \, \frac{(1+\nu)\sin\delta}{(1-\nu) \, X} \,. \tag{15}$$

Здесь  $G_m$  — модуль сдвига, v — коэффициент Пуассона, b — вектор Бюргерса, X — расстояние между растворенным атомом и дислокацией,  $\delta$  — угол между направлением X и плоскостью скольжения. При  $0 < \delta < \pi$ и положительном 3 энергия взаимодействия U оказывается положительной. Таким образом, если атом растворенного вещества больше атомов растворителя, то он отталкивается от верхней стороны дислокации, притягиваясь к нижней \*\*). Примерные значения энергии взаимодействия атомов различных примесей

Таблица II

в германии с дислокациями приведены в таблице II. Величина  $X^*$  представляет собой расстояние, на котором U = kT при комнатной температуре, т. е.  $X^*$ представляет собой, грубо

говоря, эффективный радпус действия поля напряжений. Таким образом, вблизи дислокации возникают заметные силы, способствующие сегрегации примесей. Так как скорость диффузии приВзаимодеиствие различных примесных атомов с дислокациями в германии <sup>82</sup>

	Атомный радиус	β	X* (в, Å)	U (в эв) ¶ля R=4 Å
Cu As Al Sb In P Si	1,28 1,16 1,43 1,34 1,45 0,93 1,18	$\begin{array}{r} 0,0492 \\ -0,0492 \\ +0,1720 \\ +0,0983 \\ +0,1880 \\ +0,2370 \\ -0,0328 \end{array}$	$     \begin{array}{r}       10 \\       10 \\       30 \\       17 \\       40 \\       45 \\       5 \\       5     \end{array} $	$\begin{array}{c} 0,12\\ 0,12\\ 0,36\\ 0,20\\ 0,48\\ 0,54\\ 0,06 \end{array}$

месей вблизи точки плавления германия весьма велика, то при медленном охлаждении кристалла в процессе его роста примеси будут иметь возможность собираться около дислокаций. С другой стороны, опыты по пластической деформации производятся при сравнительно низкой температуре и в течение сравнительно короткого промежутка времени, вследствие чего лишь немногие примесные атомы успевают продиффундировать к возникшей дислокации.

В работе <sup>79</sup> исследовалось влияние естественных (т. с. возникающих в процессе роста кристалла. — Прим. перев.) дислокаций на время жизни

<sup>\*)</sup> См. примечание к стр. 149. (Прим. перев.)

<sup>\*)</sup> Имеется в виду случай дислокации типа изображенной на рис. 1, 6; под «верхней» стороной дислокации подразумевается та се сторона, которал обращена в сторону лишней атомной плоскости, т. е. на рис. 1, б — вверх. (Прим. nepes.)

неосновных носителей в германии *n*-типа (с удельным сопротивлением 2,5 ом.см). Были рассмотрены случаи беспорядочного распределения дислокаций и дислокаций на границах зерен. Пусть на единицу длины дислокации приходится  $\rho$  активных центров рекомбинации, сечение рекомбинации равно  $\sigma$  и тепловая скорость носителя  $v_T$ . Тогда для времени жизни (в случае беспорядочного распределения дислокаций) и скорости рекомбинации (в случае границы зерен) соответственно получаются следующие выражения:

$$\tau = \frac{1}{v_T \sigma \varrho N} , \qquad (16)$$

$$s = v_T \sigma \varrho N_s. \tag{16a}$$

Здесь N — плотность распределенных по объему дислокаций (в  $cm^{-2}$ ),  $N_s$  — плотность дислокаций на границе зерен (в  $cm^{-1}$ ). Произведение  $\sigma\rho$ , найденное из измерений  $\tau$  и s, оказалось практически одинаковым в обоих случаях. Более того, сравнение этих результатов с данными <sup>50</sup>, полученными на деформированных образцах (см. рис. 12), показывает, что эффективность дислокаций в смысле рекомбинации в обоих случаях была примерно одинаковой.

С другой стороны, Курц и др. 83, измеряя время жизни неосновных носителей в зависимости от плотности дислокаций в кристаллах германия и кремния, выращенных из расплавов, получили сечения (в германии), примерно на два порядка меньшие, чем у других авторов. Однако приведенные ими цифры дают основание предположить, что плотность дислокаций в этой работе была завышена примерно в 10² раз, несмотря на одновременное использование как рентгеновского <sup>84</sup> метода, так и метода ямок травления <sup>85,86</sup>. При интерпретации рентгеновских данных, полученных методом вращающегося кристалла, авторы пользовались моделью <sup>84</sup>. дающей завышенную оценку плотности дислокаций. Действительно, их результат примерно на два порядка выше полученного в нашей лаборатории 40. с помощью несколько другого рентгеновского метода 87, подтвержденного подсчетом ямок травления <sup>2</sup>. Измерения времени жизни неосновных носителей в кристаллах, выращенных в нашей лаборатории, дали для произведения от примерно то же значение (от  $= 2 \ cm^{-2} \ cec$ ), что и в работах<sup>50</sup> и <sup>79</sup>.

### 5.5. Доказательства существования примесных атмосфер

Курц и др. <sup>88</sup> изучали также влияние скорости и направления роста кристаллов на плотность дислокаций и время жизни неосновных носителей в германии. Хотя данные<sup>88</sup> для абсолютной величины плотности дислокаций можно подвергнуть сомнению, там все же получены совершенно определенные указания на то, что при изменении скорости роста кристаллов рекомбинационная эффективность дислокаций может изменяться примерно в 10 раз. Это связывается со стремлением примесей к сегрегации около дислокаций. Чем быстрее выращен кристалл, тем ниже рекомбинационная эффективность дислокаций в нем.

Алленом<sup>89</sup> было рассмотрено влияние примесных атмосфер на электрические свойства дислокаций. Подчеркивается, что при определении энергетических уровней, связанных с дислокациями, весьма важно знать условия образования дислокаций и, в частности, ответ на вопрос, можно ли ожидать наличия около дислокаций примесных атмосфер, и если да, то из какой примеси.

Поле напряжений вокруг дислокации само по себе изменяет структуру энергетических зон вблизи нее. Поле напряжений, создаваемое линейной дислокацией в германии, было вычислено в работе <sup>90</sup>. Используя соответствующие значения констант потенциала деформации <sup>91</sup>, авторы оценили изменение ширины запрещенной зоны вблизи дислокации. Результат составил около 0,3 эв на расстоянии одного атомного ралиуса от дислокации и около 0,1 эв — на расстоянии трех атомных радиусов \*). В области сжатия запрещенная зона расширяется, в области растяжения сужается. Аллен <sup>89</sup> обратил внимание на возможность влияния напряжений сдвига на структуру зон дислокации, а также на возможное ослабление поля напряжений вблизи дислокации вследствие сегрегации примесных атомов. Прямое наблюдение поля напряжений около дислокации в кремнии удалось осуществить с помощью эффекта фотоупругости <sup>92</sup>. Для численной оценки величины напряжения надо было знать коэффициенты фотоупругости, значения которых были недавно приведены в работе <sup>93</sup>. Экспериментальное определение напряжений вокруг дислокации (как с примесной атмосферой, так и без нее) наряду с использованием более новых значений потенциалов деформации <sup>94</sup>, по-видимому, позволило бы дать кое-какие полезные опенки изменения ширины запрешенной зоны вблизи различных дислокаций.

Опыты на кристаллах кремния 95 и, в меньшей степени, на кристаллах германия <sup>96</sup>, полученных в нашей лаборатории вытягиванием в вакууме, указывают на определенную связь между наличием кислородных атмосфер вокруг дислокаций и временами жизни неосновных носителей. Именно, в этих кристаллах время жизни, так же как и концентрация кислорода, падает с увеличением радиального расстояния от центральной оси кристалла. Полагают, что осаждение кислорода на дислокациях в кремнии происходит следующим образом: атомы кислорода захватывают «болтающиеся» электроны, превращаясь в двукратно заряженные ионы О<sup>2-</sup>, а затем оседают вдоль дислокации, образуя двуокись кремния. Это согласуется с представлением о местных вкраплениях двуокиси кремния 97, подтвержденным наблюдением эффекта Тиндаля в кремнии, содержащем кислород. Таким образом, кислород может непосредственно уменьшать число центров рекомбинации, если они представляют собой болтающиеся связи. С другой стороны, атомы кислорода могут соединяться с примесями металлического типа, образуя силикаты, что также приведет к снижению рекомбинационной эффективности этих примесей.

Как недавно стало известно <sup>98</sup>, осаждение никеля на дислокациях также может увеличивать время жизни неосновных носителей.

5.6. Процессы рекомб**и**нации на дислокациях

Исследованию рекомбинации дырок и электронов на дислокациях в германии посвящена теоретическая работа Моррисона<sup>80</sup>. Моррисон показал, что учет влияния пространственного заряда позволяет объяснить явления прилипания, наблюдаемые в кремнии и германии *n*-типа и объясняемые также действием глубоких ловушек <sup>100-102</sup>. При оценке скорости захвата электронов или дырок на дислокации основной величиной, определяющей эти процессы, Моррисон считает высоту потенциального барьера  $\varepsilon_B$  (см. рис. 4), возникающего вследствие искажения структуры зон вблизи дислокации. Скорость захвата электронов в материале *n*-типа—

<sup>\*)</sup> Этому результату трудно придать непосредственный смысл, так как метод потенциалов деформации, будучи квазимакроскопическим, существенно связан с предположением о плавном характере искривления зон. (Прим. ped.)

<sup>10</sup> УФН, т. LXXIII, вып. 1

это доля электронов с энергией, достаточной для преодоления этого барьера, умноженная на коэффициент пропорциональности  $1/\tau_n$ . Высота потенциального барьера на некотором малом расстоянии  $\lambda$  от дислокации определяется из уравнения Пуассона и равна

$$\varepsilon_B = -\frac{qN_L}{2\pi\varkappa} \lg\left(\frac{r}{\lambda}\right),\tag{17}$$

где

$$\pi r^2 N_{\rm H} = N_E = f \frac{N}{c} ;$$

 $N_E$  — число электронов, захваченных на единицу длины дислокации. Скорость захвата электронов можно приближенно записать в виде

$$R_n = \frac{1}{\tau_n} \{ n \exp(-yN_E) - n_0 \exp(-yN_{E0}) \},$$
(18)

где  $N_{E0}$  — равновесное значение  $N_E$ ,

$$y = \frac{q^2}{2\pi\varkappa kT} \lg\left(\frac{r}{\lambda}\right)$$

 $(\lambda$  — малое расстояние, сравнимое с длиной волны электрона). Величина у оказывается порядка  $10^{-7}/kT$  см (ссли kT брать в эв). Согласно Риду, при  $T < 300^{\circ}$  мы имеем  $yN_{E0} > 1$ . Таким образом, экспоненты в (18) меняются быстрее стоящих перед ними коэффициентов, которые также содержат  $N_E$ .

Аналогично, для скорости захвата дырок получается

$$R_{p} = \frac{1}{\tau_{p}} \{ p - p_{0} \exp\left[ y \left( N_{E0} - N_{E} \right) \right] \},$$
(19)

где  $p_0$  и p суть соответственно равновесная и неравновесная концентрации дырок. При выводе выражения (19) использовано предположение об отсутствии дырок на дислокационных уровнях. Последнее может оказаться неверным при низкой температуре (значение  $N_E$  велико) и высоком уровне инжекции дырок, понижающем квазиуровень Ферми в образце. Другое приближение, использованное при выводе выражения (19), состоит в предположении о независимости сечения захвата дырки от положения дислокационного уровня относительно потолка валентной зоны, который меняется по мере изменения высоты барьера. В указанных предположениях величины  $\tau_n$  и  $\tau_p$  для сбразца сильно выраженного *n*-типа могут быть связаны с известными из теории Шокли — Рида <sup>103</sup> характерными временами  $\tau_{n0}$  и  $\tau_{p0}$ :

$$\tau_{n0} = \tau_n \quad \text{i} \quad \tau_{p0} = \tau_p f.$$

Согласно экспериментальным<sup>104</sup> значениям  $\tau_{n0}$  и  $\tau_{p0}$  и теоретической оценке f, величины  $\tau_n$  и  $\tau_p$ , по-видимому, одного и того же порядка. В стационарном состоянии скорости захвата дырок и электронов должны быть одинаковы; из уравнений (18) и (19) получаем

$$\exp\left(-yN_{E}\right) = \frac{p + n_{0}\exp\left(-yN_{E0}\right)}{n + p_{0}\exp\left(yN_{E0}\right)} \,. \tag{20}$$

Подставляя это в формулу для скорости захвата электронов (или дырок) и используя неравенство  $n_0 \gg p$ , находим

$$R_{n} = R_{p} = R = \frac{\Delta p n_{0}}{\tau \ n + p_{0} \exp\left(y N_{E0}\right)} = \frac{n_{0}}{\tau} \left[\exp\left(-y N_{E0}\right)\right] \left[\exp\left(y \Delta N_{E}\right) - 1\right]. \tag{21}$$

Здесь  $\Delta p = p - p_0$ , а  $\Delta N_E \equiv N_{E0} - N_E$  (последняя величина положительна при инжекции в образец *n*-типа). Мы положили  $n \simeq n_0$ , что справедливо, если  $\tau_p$  того же порядка, что и  $\tau_n$ . Пусть  $\Delta p_1$  — число инжектированных дырок в единице объема. Часть их будет находиться в валентной зоне, а часть попадет на дислокацию, так что, если N — плотность дислокаций, то

$$\Delta p_1 = \Delta p + N \Delta N_E, \tag{22}$$

где  $\Delta p$  — изменение концентрации дырок в валентной зоне. Результирующее увеличение проводимости получится за счет  $\Delta p_1$ -электронов, добавленных в зону проводимости для нейтрализации инжектированных дырок и  $\Delta p$ -дырок в валентной зоне \*);

$$\frac{\Delta\sigma}{q\mu} = 2\Delta p + N\Delta N_E. \tag{23}$$

Из равенств (23) и (21) получаем при условии  $N\Delta N_{E} \gg \Delta p$ :

$$\frac{\tau}{q\mu}\frac{d\Delta\sigma}{dt} = n_0 \exp\left(-yN_{E0}\right) \left[\exp\left(\frac{y\Delta\sigma}{q\mu N}\right) - 1\right], \qquad (24)$$

и, следовательно, затухание избыточной проводимости не является чисто экспоненциальным. Если же  $N\Delta N_E \ll \Delta p$ , то затухание проводимости оказывается экспоненциальным и описывается теорией Шокли — Рида.

Для сравнения развитой теории с результатами Фэна и др. <sup>100</sup> Моррисон рассматривает случай германия *n*-типа с удельным сопротивлением 2 ом см. Пользуясь тем, что в этом случае  $n_0 \exp(-yN_{E0}) \gg p_0$  в широком интервале температур, из равенств (21) и (23) можно получить соотношение

$$\tau \, \frac{d \, (\Delta \sigma)}{dt} = \Delta \sigma. \tag{25}$$

Далее, на основании (21)

$$N \frac{\Delta N_E}{\Delta p} = \frac{N}{y \Delta p} \ln \left[ 1 + \frac{\Delta p}{n_0 \exp\left(-y N_{E0}\right) + p_0} \right]$$
(26)

или

$$N\frac{\Delta N_E}{\Delta p} = \frac{N \exp\left(y N_{D0}\right)}{y n_0} \tag{27}$$

для малых  $\Delta p$ .

При повышении температуры величина  $yN_{E0}$  уменьшается, что вызывает быстрое убывание экспоненты в (27). Таким образом, при достаточно высоких температурах, когда  $N\Delta N_E/\Delta p < 1$ , затухание избыточной проводимости должно быть чисто экспоненциальным.

Для вычисления критической температуры Моррисон полагал  $N \sim 10^6 \ cm^{-2}$  (что, по-видимому, слишком много для образца, в который специально дислокации не вводились),  $n_0 \simeq 10^{15} \ cm^{-3}$ ,  $y \simeq 6 \cdot 10^{-6} / kT$ , тогда  $\exp(yN_{E0}) = 6 \cdot 10^3$  или  $yN_{E0} = 8,7$ .

Пользуясь далее оценкой Рида<sup>5</sup> для величины  $N_{E0}$  как функции температуры, Моррисон получил для критической температуры, выше которой не должны наблюдаться явления прилипания, значение 200° К, что находится в отличном согласии с результатами Фэна и др. <sup>100</sup>. Оказалось, что критическая температура не очень чувствительна к величине илотности дислокаций, так как последняя находится под знаком логарифма.

<sup>\*)</sup> Формула (23) справедлива лишь, если подвижности электронов и дырок одинаковы. (Прим. перев.)

Рассмотрим теперь изменение фотопроводимости кристаллов в зависимости от освещенности. Выражение для фототока J в стационарном режиме, когда скорости захвата и реэмиссии дырок одинаковы, находится из равенства (21). При условии  $n_0 \gg p_0 \exp(yN_{E0})$  имеем

$$\chi J = \frac{\Delta p}{\tau} , \qquad (28)$$

где  $\chi$  — коэффициент пропорциональности. Из соотношений (21), (23) и (28) получаем

$$\frac{\Delta\sigma}{q\mu} = 2\Delta p + \frac{N}{y} \ln \left[ 1 + \frac{\Delta p}{n_0 \exp\left(-yN_{E0}\right)} \right]$$
(29)

или

$$\frac{\Delta\sigma}{q\mu} = 2\tau \left(\chi J\right) + \frac{N}{y} \ln \left[1 + \frac{\tau \chi J}{n_0 \exp\left(-yN_{E0}\right)}\right]. \tag{30}$$

Отсюда видно, что весь интервал изменения *J* от нуля при увеличении освещенности удобно разбить на три участка. При большой освещенности (и быстром затухании проводимости) в правой части (30) главную роль играет первый член; тогда

$$\chi J = \frac{\Delta \sigma}{2\tau q \mu} \,. \tag{31}$$

С другой стороны, при малой освещенности доминирует второй член, и поэтому

$$\chi J = \left[\frac{2yn_0}{N\exp\left(yN_{E_0}\right)}\right] \frac{\Delta\sigma}{2\tau q\mu} .$$
(32)

Это выражение не зависит от плотности дислокаций, так как произведение Nт приблизительно постоянно.

Представляет интерес сравнить приведенные рассуждения с результатами работы <sup>100</sup>. В формуле (32) наиболее сильно зависит от темпера-туры множитель <sup>29</sup> exp ( $yN_{E0}$ ), где  $y = 10^{-7}/kT$ ,  $N_{E0} = 3 \cdot 10^6 - 0.8 \cdot 10^4 T$ . Для энергии активации (высоты барьера) расчет дает  $\varepsilon_B = 0,3$  эв, что неплохо согласуется с экспериментально найденной величиной 0,27 эв (в интервале температур 180 - 230° К). Данные Фэна и др. находятся в соответствии с предположением о существовании дислокационного уровня примерно в середине запрещенной зоны \*), если считать, что в использованных ими образцах время жизни действительно определялось рекомбинацией на дислокациях. Значение  $\varepsilon_B = 0,3$  эв несовместимо с найденной в работе<sup>3</sup> глубиной дислокационного уровня (0,225 эе ниже дна зоны проводимости), но близко к значению, полученному в работе 105 (см. ниже, 5.8). Указания на существование рекомбинационных уровней, которые на 0,21 — 0,27 эв ниже дна зоны проводимости, были получены также в работе <sup>89</sup> при исследовании температурной зависимости времени жизни. Из формул (31) и (32) можно получить отношение постоянных времени для медленного и быстрого затухания (оно представляет собой выражение в квадратных скобках в (32)):

$$\frac{2yn_0}{N\exp\left(yN_{E0}\right)}$$

Это отношение зависит от плотности дислокаций (что не было учтено в работе <sup>100</sup>). При  $N = 10^5 \ cm^{-2}$  и  $n_0 = 1.4\cdot 10^{14}$  оно оказывается близким

<sup>\*)</sup> Следует, однако, заметить, что рекомбинационный уровень 0,27 эз создает также медь в германия <sup>38</sup>; хотя в образцы Фэна дислокации специально не вводились, медь там вполне могла присутствовать.

к экспериментально найденному значению, если величину  $N_{E0}$  взять из работ Рида <sup>5,29</sup>. Значение плотности дислокаций ( $N \simeq 10^6 \ cm^{-2}$ ), используемое Моррисоном, по-видимому, выбрано им под влиянием работы <sup>83</sup>. При меньших N рассматриваемое отношение постоянных времени оказывается ближе к экспериментальному, но при этом возникает серьезное расхождение с опытом в теории шумов, связанных с дислокациями (см. 5.7).

Следует заметить, что в статье Моррисона имеется ряд опечаток, а вычисление указанного отношения из формулы (32), по-видимому, содержит ошибку \*).

### 5.7. Шумы, связанные с дислокациями

Как известно, на низких частотах шум в полупроводниках определяется в основном избыточной компонентой, распределение мощности в спектре которой подчиняется закону 1/f (f — частота). В ранней работе <sup>106</sup>

было обнаружено, что уровень шума в образцах, на первый взгляд совершенно идентичных, может быть весьма различным. Это могло указывать на какие-то структурно-чувствительные эффекты, являющиеся источниками шума. В более поздних работах <sup>107, 108</sup> было показано, что пластическая деформация монокристаллических образцов германия приводит к увеличению уровня шумов примерно на порядок. Согласно Брофи <sup>107</sup> уровень шума в недеформированных образцах германия дается формулой

$$\langle \Delta v^2 \rangle = C J^{2,2} f^{-1,0},$$
 (33)

где  $\langle \Delta v^2 \rangle$  — средний квадрат напряжения избыточного шума за период, *J*—сила тока, *C*—константа. Изгиб кристаллов германия *n*-типа (2 ом · см) на воздухе при температуре 600° С до кривизны с радиусом 1 см и 1/2 см (плотность дислокаций  $N \simeq 5 \cdot 10^7$  см<sup>-2</sup>) приводит к значительному усилению избыточного шума, который, однако, продолжает строго следовать закону 1/fв диапазоне частот от 2 ги до 10 кги. На рис. 14 приведены типичные кри-



Рис. 14. Уровни избыточного шума, наблюдаемые <sup>107</sup> в пластически деформированном монокристалле германия на частоте 20 гц.

вые зависимости шумового напряжения от тока через образец (на частоте 20 гц). Эти кривые укладываются в эмпирическую формулу

$$\langle \Delta v^2 \rangle = K J^{4,4} f^{-1,0} \qquad (K \sim 10^{-15}).$$
 (34)

Уровень шума зависит от направления тока, однако причины этой зависимости пока не выяснены. Доказательством равномерного распределения источников шума по образцу является то, что уровни шума, измеренные между контактами 1 и 2 и между контактами 2 и 3 (см. рис. 14),

<sup>\*)</sup> Известные сомнения вызывает и весь расчет <sup>80</sup>, основанный на чисто классическом рассмотрении потенциального барьера (без учета туннельного эффекта). (Прим. ped.)

одинаковы, а уровень шума между контактами 1 и 3 равен сумме указанных двух уровней. Пропорциональность уровня шума четвертой степени тока является крайним случаем более часто встречающейся здесь «не совсем квадратичной» зависимости.

Обычно считают, что избыточный шум в основном все же квадратично зависит от силы тока, и объясняют это модуляцией проводимости. Таким образом, можно сказать, что наличие дислокаций позволяет электрическому полю (или току) влиять на механизм модуляции проводимости.

Хотя из опыта хорощо известно, что поверхностные условия играют большую роль в образовании избыточного шума <sup>108</sup>, в последних работах все же нет единого мнения по вопросу об относительной роли поверхностных и объемных эффектов <sup>80,108</sup>. Бесс <sup>108</sup> рассматривал модель, согласно которой атомы примеси могут диффундировать вдоль дислокаций по направлению к поверхности, а также от нее. Если энергия понизации донорных атомов на поверхности образца больше, чем около дислокации (что. по-видимому, возможно), то указанное движение доноров в образце *п*-типа может привести к сдвигу положения уровня Ферми. Таким образом, единичное перемещение атома донора может вызвать длительное изменение концентрации свободных носителей и, следовательно, создать шум 1/f. Опыты с использованием термообработки кристаллов (чтобы рассеять примесные атмосферы Коттрелла), а также опыты с пластической деформацией подтверждают правильность этой модели, хотя плотности дислокаций, необходимые для количественного согласия (порядка 106 см<sup>-2</sup>), оказываются по крайней мере на порядок выше вероятных своих значений. Для исследования различных типов флуктуаций концентрации носителей тока были использованы измерения по эффекту Холла. Оказалось 109, что представление об одинаковых (в процентном отношении) флуктуациях концентраций основных и неосновных носителей лучше всего описывает избыточный шум. Выяснилось также, что источники шума равномерно распределены по объему (или длине) монокристалла германия, легированного мышьяком, с удельным сопротивлением от 1 до 30 ом см, и флуктуации числа носителей в данном объеме не зависят от величины последнего вплоть до объемов в 10<sup>-5</sup> см<sup>3</sup>. Избыточный шум в монокристаллах кремния п-типа по структуре и по порядку величины оказался примерно таким же, как и в германии 110. Однако опыты на кристаллах с переменной концентрацией структурных дефектов показывают, что избыточный шум тем меньше, чем больше эта концентрация. Брофи показал также <sup>109</sup>, что флуктуации концентраций носителей

Брофи показал также <sup>109</sup>, что флуктуации концентраций носителей тока, ответственные за шум 1/f, происходят даже в отсутствие постоянного электрического поля. Это было установлено путем наблюдения шума Зеебека, т. е. флуктуаций термоэлектродвижущей силы, которая сама зависит от концентрации носителей тока <sup>111,112</sup>. Ввиду того, что уровень шума Зеебека в большинстве образцов очень низок, для увеличения его образцы подвергались пластической деформации. Таким образом удавалось наблюдать шум Зеебека на фоне теплового шума Найквиста.

Моррисон применил свою теорию к дислокационному шуму <sup>80</sup>, рассмотрев затухание флуктуаций концентрации  $N_E$  около равновесного значения  $N_{E0}$ . Пользуясь равенствами (18) и (19), можно получить уравнение

$$\frac{d\Delta N_E}{dt} = B \left[ \exp\left(y\Delta N_{\mathbf{E}}\right) - 1 \right],\tag{35}$$

где величины B и y зависят от того, какой из процессов — захват электрона или захват дырки — играет главную роль в восстановлении равновесия. Такой закон <sup>113</sup> затухания может привести к шуму 1/f, коль скоро  $\omega > yB$ . Если главную роль играет захват электронов, то условие  $\omega > yB$  принимает вид

$$\omega > \frac{yn_0}{N\tau} \exp{(-yN_{E0})};$$

если же доминирует захват дырок, то

$$\omega > rac{y p_0}{N \tau}$$
 .

Вычисление равновесной величины  $N_{E0}$  на основе теории Рида показывает, что за шум 1/f ответствен в основном захват дырок, ибо  $p_0 < < n_0 \exp(-yN_{E0})$ . Используя данные <sup>83</sup> для произведения  $N\tau$  ( $N\tau = 300$ ) и полагая  $y=10^{-7}/kT$ , Моррисон нашел, что при комнатной температуре  $\omega > 10^{-8}p_0 \, ce\kappa^{-1}$ , где  $p_0$  — порядка  $y \cdot 10^{11} \, cm^{-3}$ . Таким образом,  $\omega > 6 \cdot 10^3 \, ce\kappa^{-1}$ , в то время как в германии с дислокациями шум 1/f наблюдается на частотах вплоть до 2 ги, а в кристаллах, куда дислокации специально не вводились, — до еще более низких частот <sup>99</sup>. Расхождение делается еще большим, если  $N\tau = 3$ , что более вероятно, как показано в 5.5. Следовательно, модель Моррисона не дает удовлетворительного объяснения шума 1/f.

# 5.8. Анизотропные эффекты

Хорошо известно, что в более или менее чистых кристаллах германия или кремния связь между диффузионной длиной L, коэффициентом диффузии D и временем жизни неосновных носителей т дается соотношением

$$L \simeq (D\tau)^{1/2}.$$
 (36)

Формула (36) справедлива при определенных упрощающих условиях (см. (45)).

В работе 114 было показано, что в кристаллах с большим числом рядов параллельных линейных дислокаций диффузионная длина неосновных носителей, измеренная методом блуждающего светового пятна, может быть анизотропной. В образцах такого типа, где анизотропия плотности дислокаций характеризуется множителем порядка 10<sup>3</sup>, длина диффузии параллельно ряду дислокаций может быть примерно в 2-3 раза больше, чем перпендикулярно к нему. Дислокации вводились в кристаллы германия и кремния путем изгибания пластинок вокруг произвольной оси. Кроме того, с целью получения больших диффузионных длин при выращивании кристаллов германия использовались затравки из кристаллов, изогнутых вокруг оси (211). Таким образом дислокации (преимущественно линейные, типа (211)) распространялись из затравки в кристалл, более или менее параллельно оси роста (111). Были исследованы кристаллы кремния р-типа с удельным сопротивлением 40-60 ом см и кристаллы германия *p*-и *n*-типов с удельным сопротивлением 5-50 ом см. Сверх того, на стержневидных образцах, часть которых была вырезана параллельно, а часть — перпендикулярно к ряду дислокаций, производились измерения затухания фотопроводимости. Была обнаружена кажущаяся анизотроция времени жизни, которое оказалось больше в образцах, вырезанных параллельно рядам дислокаций. В образцах кремния, вырезанных перпендикулярно к ряду дислокаций, были замечены явления прилипания. Как выяснилось, эти эффекты являются поверхностными и связаны, по-видимому, с выходом дислокаций на поверхность.

При интерпретации анизотропии диффузионной длины допустим сначала, что коэффициент диффузии остается постоянным и равным своему обычному значению

$$D = \frac{\mu kT}{q}, \qquad (37)$$

где  $\mu$  — дрейфовая подвижность носителей, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, q — заряд электрона. Тогда анизотропия L сводится к анизотропии времени жизни  $\tau$ .

На первый взгляд этот результат кажется весьма удивительным, ибо т обычно определяется как скалярная величина. Следует, однако, принять во внимание, что в рассматриваемом случае кристаллическая структура сильно искажена, и время жизни не обязательно изотропно. В методе блуждающего светового пятна полный путь неосновного носителя примерно в 104 раз больше диффузионной длины, которая сама (в исследованных кристаллах) была на порядок больше среднего расстояния между дислокациями. Таким образом, вероятность встречи носителя тока с дислокацией почти не зависит от начальной точки его движения. Можно, однако, предположить, что дислокации распределяются не беспорядочно, а полигонизуются в виде «стенок», так что носители тока, диффундирующие перпендикулярно к направлению дислокаций, должны проходить сквозь эти стенки. Далее, можно принять, что дислокации окружены потенциальным барьером, ограничивающим случайные блуждания носителей, пиффундирующих параллельно дислокациям. С помощью этих предположений и можно объяснить заметную анизотропию.

Дальнейшие исследования, проведенные в нашей лаборатории <sup>115</sup>, показали, что коэффициент диффузии D далеко не всегда остается постоянным и равным величине (37). При измерении D были использованы два метода: а) измерение дрейфовой подвижности носителей при различных значениях напряженности электрического поля и б) одновременное измерение фазы и амплитуды сигнала в методе блуждающего светового пятна. При обсуждении результатов <sup>115</sup> мы будем обозначать индексами  $||, \perp$  и N величины, измеренные соответственно параллельно дислокациям, перпендикулярно к ним и в нормальном изотропном материале.

При измерениях дрейфовой подвижности в слабых полях использовалась установка обычного типа <sup>116</sup>; величина *D* определялась по ширине импульса носителей, приходящего на коллектор <sup>117</sup>. Образцы стержневидной формы вырезались так, что их оси шли либо параллельно, либо перпендикулярно к ряду дислокаций. Типичные значения µ и *D* приведены в таблице III. Точность измерения *D* была ограничена малостью времени

Таблица III

	Нитевидный образец, вырезанный параллельно ряду дислокаций	Нитевидный образец, вырезанный перпендикулярно к ряду дислокаций
Подвижность	1850±100 см²/в.сек	1950 <u>+</u> 100 см <sup>2</sup> /в.сек
Коэффициент диффузии	400±100 см²/сек	80 <u>+</u> 30 см²/сек
Кристалл Р	Н34. Удельное сопрот	ивление 30 ом.см

Типичное значение подвижности µ и коэффициента диффузии D для кристаллов с анизотропным распределением дислокаций <sup>115</sup>

жизни, связанной с большой плотностью дислокаций, необходимой для создания заметной анизотропии. При сильных полях, вплоть до 3000 в/см, измерялись только дрейфовые подвижности. В методе блуждающего светового пятна одновременные измерения фазы и амплитуды сигнала на частоте 4 кгц и только амплитуды на частоте 800 гц позволяли однозначно определять <sup>118</sup> D и т. Некоторые результаты измерений, проведенных на образцах с наиболее заметной анизотропией диффузионной длины, приведены в таблице IV.

# Таблица IV

Значения	коэффициента	диффузии	<b>D</b> и врем	ени жизни τ,
найденн	ые из измерен	ий амплитул	ы сигнала	на частоте
800	гц и амплиту	ды и фазы н	а частоте 4	4 key 115

Параллельно ряду дислокаций			Перпендикулярно к ряду дислокаций			
$\begin{array}{c c} D_{2,3} & D_{1,3} \\ (cM^2/ce\kappa) & (cM^2/ce\kappa) \end{array} & \tau_{1,3} \\ (cM^2/ce\kappa) & (ce\kappa) \end{array}$		т <sub>1,3</sub> (сек)	D 2,3 (см²/сек)	D <sub>1,3</sub> (см²/сек)	τ <sub>1,3</sub> (ceκ)	
(	)бразць	ы <i>п</i> -тица	à			
116 87 89 109 110	130 82 77 105 110	19,3 21 33 13 48	50 $43$ $46$ $-78$	49 41 41 55	$   \begin{array}{r}     10,0 \\     12,7 \\     33 \\     \hline     11   \end{array} $	
$\begin{cases} 81 \\ 102 \\ 54 \\ 83 \end{cases}$	77 86 66 82	22 14 24 14	Без подсветки С подсветкой Без подсветки С подсветкой			
Образцы <i>р</i> -типа						
88 89	93 87	55 69	<b>99</b> 100	79 84	22 33	

Результаты эксперимента можно суммировать следующим образом:

Германий *п*-типа:

1)  $D_{||} > D_{||} \simeq D_N$  для дырок;

2) время жизни дырок т обычно анизотропно;

3) при подсветке произведение  $D_{||}\tau_{||}$  увеличивается, а произведение  $D_{\perp}\tau_{\perp}$ — уменьшается;

 $\vec{4}$ )  $\mu_{||} \simeq \mu_{\perp} \simeq_{N}$  для полей, меньших 100 в/см,  $\mu_{\perp} < \mu_{||} \simeq \mu_{N}$  для полей, больших 100 в/см;

5) проводимость в этих же образцах изотропна при любых полях.

Материал *р*-типа:

1) коэффициент диффузии изотропен и равен своей нормальной величине;

2)  $\tau_{||} > \tau_{\perp};$ 

3) проводимость изотропна при всех полях.

Численные значения, приведенные в таблицах, следует использовать с известной осторожностью, так как на результаты могли заметно повлиять различные неоднородности в распределении дислокаций, связанные с сегрегацией неизвестных примесей на них и с различной степенью полигонизации.

Полученные результаты можно качественно интерпретировать на основе теории Рида <sup>5</sup>. Если значительная часть дислокационных акцепторных уровней занята, то дислокацию можно рассматривать как цилиндр из материала *p*-типа. В германии *n*-типа такая дислокация будет окружена областью пространственного заряда, или *p*—*n*-переходом. Последний можно рассматривать как емкость и сопротивление, включенные параллельно, и, следовательно, заряженная дислокация аналогична коаксиальной линии передачи. Инжектированная дырка, будучи захвачена дислокацией, сделается там основным носителем тока, п сигнал будет распространяться вдоль линии со скоростью, зависящей от потерь в ней. Соответственно эмиссия дырки (вообще говоря, другой) произойдет спустя конечное время на некотором расстоянии от точки захвата. С другой стороны, захватившаяся дырка может двигаться вдоль дислокации в любом направлении, и в среднем захват не повлияет на ее местоположение. Таким образом, коэффициент диффузии дырок вдоль дислокаций может увеличиваться без соответствующего увеличения подвижности. В опытах по изме-



Рис 15. Элемент линии цередачи <sup>105</sup>.

рению дрейфовой подвижности в слабых полях как параллельных, так и перпендикулярных к дислокациям, измеряется лишь дрейфовая подвижность среднего положения дырки и потому наличие дислокаций не влияет на результат. Подсветка приводит к увеличению равновесной концентрации дырок на дислокациях и, следовательно, к увеличению проводимости вдоль них, что в свою очередь должно вести к увеличению коэффициен-

та диффузии дырок вдоль дислокаций. Высокая скорость диффузии дырок вдоль дислокаций может привести к увеличению скорости поверхностной рекомбинации в образцах, вырезанных перпендикулярно к дислокациям <sup>114</sup>.

В германии *p*-типа с высоким удельным сопротивлением вокруг дислокаций образуются p-p-переходы. Последние препятствуют захвату электронов, что может привести к анизотропии времени жизни  $\tau$ . Однако в этом случае дислокации не будут заметно влиять на диффузию электронов и коэффициент диффузии должен оставаться изотропным.

Прямое экспериментальное доказательство существования инверсионных слоев вокруг дислокаций в одном из кристаллов, использованных в <sup>115</sup>, было дано в работе <sup>119</sup>. Авторы наблюдали выпрямление на стенках из полигонизированных дислокаций в германии *n*-типа, а также заметное уменьшение проводимости вблизи таких стенок в материале *p*-типа.

Количественное рассмотрение анизотропных эффектов было дано Джибсоном и Пэйджом<sup>105</sup>, которые модифицировали модель Рида<sup>5</sup>, учтя вклад свободных дырок в пространственный заряд вокруг дислокации. Пользуясь статистикой Ферми, названные авторы получили для дислокационного уровня значение, не превышающее 0,4 эв над потолком валентной зоны. Это существенно меньше величины 0,5 эв, полученной в работе<sup>3</sup>, особенно если учесть, что статистика Ферми приводит в данном случае к завышенному результату для положения уровня. Однако именно это значение (0,4 эв) необходимо принять для объяснения анизотропии D в германии *п*-типа и особенно для объяснения всех изотропных эффектов в германии *p*-типа с удельным сопротивлением 12 ом.см.

Рассмотрим коаксиальную линию передачи, составленную из повторяющихся элементов вида, показанного на рис. 15. Здесь R — сопротивление на единицу длины внутреннего проводника, представляющего собой цилиндр из *p*-материала (радиуса  $r_0$ ). Между коаксиальными цилиндрами (с радиусами  $r_0$  и  $r_1$ ) находится сравнительно бедная носителями тока область *p*-*n*-перехода с емкостью *C* и проводимостью *G* на единицу длины. Вне цилиндра радиусом r<sub>1</sub> материал представляет собой нормальный полупроводник *n*-типа. Распространение сигнала амплитуды S и частоты ω вдоль такой линии описывается формулой

$$S = S_0 \exp\left(-l \sqrt{\frac{R}{Z}}\right) \equiv S_0 \exp\left[-l \left(\alpha + i\beta\right)\right], \tag{38}$$

где  $Z = (G + i\omega C)^{-1}$ .

Затухание и сдвиг фазы сигнала на единицу длины линии даются соответственно выражениями

$$\frac{d(\ln S)}{dl} = \left(\frac{RC}{2}\right)^{1/2} \left[ \left(1 + \frac{\omega^2 C^2}{G^2}\right)^{1/2} + 1 \right]^{1/2}$$
(39)

И

$$\frac{d\theta}{dl} = \left(\frac{RG}{2}\right)^{1/2} \left[ \left(1 + \frac{\omega^2 C^2}{G^2}\right)^{1/2} - 1 \right]^{1/2}.$$
 (40)

Задача сводится теперь к вычислению величин *R* и *G*. Первая из них определяется свойствами внутреннего проводника, а вторая является характеристикой основного *n*-материала. В случае малого смещения

$$G = G_p + G_n = \frac{q}{kT} (J_{p0} + J_{n0}), \tag{41}$$

тде  $J_{p0}$  и  $J_{n0}$  — соответственно токи насыщения электронов и дырок (на единицу длины). Нам важен лишь дырочный ток, и для дырочной проводимости на единицу длины получаем

$$G_p = 2\pi q \mu_p p_n \left( \ln \frac{2L}{r_1} - \Delta \right)^{-1}, \tag{42}$$

где  $\mu_p$  — подвижность дырок в объеме образца, L — их диффузионная длина,  $p_n$  — равновесная концентрация дырок в *n*-области, а  $\Delta$  — численная константа (равная 0,58). Пусть f — степень заполнения дислокационных центров, расстояние между которыми  $a_s$ . Тогда уравнение нейтральности принимает вид

$$-\frac{fq}{a_s} + Pq + \pi r_1^2 (N_D - N_A) q = 0, \qquad (43)$$

где P – число дырок на единицу длины дислокации, а  $N_D - N_A$  – концентрация нескомпенсированных доноров.

Обозначим через  $\mu_{pq}$  подвижность дырок вдоль дислокации. Из равенства (43) получаем

$$R = \left\{ \left[ \frac{f}{a_s} - \pi r_1^2 (N_D - N_A) \right] \mu_{pg} \right\}^{-1}.$$
 (44)

Далее, уравнения для определения D и  $\tau$  в методе блуждающего светового пятна <sup>120</sup> имеют вид

$$\frac{d\left[\ln\left(\frac{rS}{r_0}\right)\right]}{dr} = (2D\tau)^{-1/2} \left[(1+\omega^2\tau^2)^{1/2}+1\right]^{1/2}$$
(45)

И

$$\frac{d\theta}{dr} = (2D\tau)^{-1/2} [(1+\omega^2\tau^2)^{1/2} - 1]^{1/2},$$
(46)

где *w* — частота модуляции света. Эти уравнения по форме совершенно идентичны (39) и (40), что позволяет рассматривать величины

$$D_{\rm g} = (RC)^{-1} \quad \text{i} \quad t_{\rm g} = CG^{-1} \tag{47}$$

соответственно как эффективный коэффициент диффузии и время пребывания (не время жизни) дырок в пространственно заряженном цилиндре. Средний путь дырки вдоль цилиндра равен, следовательно,  $\sqrt{D_{
m n}t_{
m n}}$ .

Вероятность исчезновения дырки из рассматриваемого цилиндра (в единицу времени) равна

$$\frac{1}{t_{\rm fl}} = \frac{1}{t_{\rm r}} + \frac{1}{t_{\rm e}} \,, \tag{48}$$

где  $t_r$  и  $t_e$ —соответственно средние времена рекомбинации и выброска дырки из цилиндра.

Войдя в цилиндр, группа дырок создает прямое напряжение на, p - n-переходе, в результате чего дырки будут покидать p-областьа электроны — входить в нее. Ход этих двух процессов определяется соотретствующими проводимостями  $G_p$  и  $G_n$ , связанными с  $t_e$  и  $t_r$  соотношениями

$$t_e = CG_p^{-1}$$
 is  $t_r = CG_n^{-1}$ . (49)

Относительное время пребывания дырки внутри цилиндра равно

$$\eta = t_{\mathfrak{A}} (t_c + t_{\mathfrak{A}})^{-1}, \tag{50}$$

где

$$t_c = \left(2 \sqrt{\frac{2}{3}} N r_1 v_T\right)^{-1} \tag{51}$$

— среднее время между выбросом дырки из цилиндра и ее повторным захватом, *N* — плотность дислокаций, *v<sub>T</sub>* — тепловая скорость дырки. Соответственно для времени жизни неосновных носителей мы получаем

$$\tau = t_r \eta^{-1}. \tag{52}$$

В опытах по определению дрейфовой подвижности  $t_e$  играет роль времени прилипания. Если поле, вызывающее дрейф, нормально к оси рассмат риваемого цилиндра и, кроме того, дрейфовая скорость  $v < \frac{1}{2} \left( \frac{2r_1}{t_e} \right)$ , то прилипание не будет заметно. Однако при полях, превышающих

$$E_c = \frac{1}{2\mu_p} \frac{2r_1}{t_e},$$
 (53)

прилипание существенно уменьшит подвижность посителей и наблюдаемая скорость дрейфа будет равна

$$v_a = \frac{r_1}{t_e} \eta' + v_0 (1 - \eta'), \tag{54}$$

где  $v_0$  — обычная скорость дрейфа, а  $\eta' = \frac{t_e}{t_c + t_e}$ . Если же поле, вызы вающее дрейф, параллельно оси цилиндра, то для наблюдаемой подвижности носителей мы получим

$$\boldsymbol{\mu}_{a} = \boldsymbol{\mu}_{p\boldsymbol{\pi}} \cdot \boldsymbol{\eta}' + \boldsymbol{\mu}_{p} \left( 1 - \boldsymbol{\eta}' \right). \tag{55}$$

Сопоставляя полученные соотношения с экспериментальными данными, находим  $\eta \simeq 0.5$  и, следовательно,  $t_e \simeq t_c$ . При плотности дислокаций  $\sim 10^6 \ cm^{-2}$  расчет дает  $r_1 = 0.8 \cdot 10^{-4} \ cm$  и  $t_c = t_e = 5 \cdot 10^{-10} \ cec$ . Поскольку величина  $\eta'$  достаточно велика, а  $\mu_{\parallel} \simeq \mu_p$ , из формулы (55) находим  $\mu_{pq} \approx \mu_p$ . Коэффициент  $D_{q}$  находится следующим образом: для материала *n*-типа с удельным сопротивлением 20 ом см  $N_D - N_A =$  $= 10^{14} \ cm^{-3}$ ,  $p_n = 3 \cdot 10^{12} \ cm^{-3}$  и  $\varepsilon_f - \varepsilon_v = 0.42$  эс. Принимая типичное значение  $L_0 = 2 \cdot 10^{-2} \, cm$  и полагая  $L_0 \gg r_1$ , можно вычислить  $G_p$ . Ранее уже было получено значение  $\varepsilon_2 = 0,4$  эс; при этом  $f \simeq 0,1$ . Пусть, далее, c = 4Å и  $\mu_{pq} = \mu_p$ , тогда  $R = 1,2 \cdot 10^{10} \, om \cdot cm^{-1}$ . Пользуясь экспериментальным значением времени жизни т и формулой (52), можно показать, что  $t_r \gg t_e$ ; окончательно для величины эффективного коэффициента диф-фузии дырок вдоль дислокации получаем

$$D_{\mathfrak{A}} = \frac{1}{RC} = \frac{1}{RG_{\mathfrak{p}}t_e} = 200 \ c \mathcal{M}^2 \cdot c e \kappa^{-1}.$$

Оказывается, что инжектированные дырки около половины всего времени до рекомбинации проводят в инверсионных слоях вблизи дислокаций. Поэтому наблюдаемая величина коэффициента диффузии в направлении, параллельном дислокациям, лежит между  $D_{\rm d}$  и нормальным значением 47 см<sup>2</sup> · сек<sup>-1</sup>. Типичное значение  $D_{||}$ , найденное из опыта, составляет около 100 см<sup>2</sup> · сек<sup>-1</sup>. Перпендикулярно к дислокациям, как и следовало ожидать, наблюдается нормальное значение коэффициента диффузии.

Если в предыдущем расчете положить  $\varepsilon_2 = 0.5$  ж, то значение f сильно падает и  $D_{\pi}$  стремится к нулю. Таким образом, данное выше объяснение наблюдаемой анизотропии коэффициента диффузии верно лишь тогда, когда  $\varepsilon_2$  не превышает 0,4 ж. Это отличается от значения 0,5 ж, найденного в работе<sup>3</sup>, но находится в соответствии с теоретической моделью<sup>80</sup>, а также с возможным значением 0,4 ж, вычисленным <sup>105</sup> по данным работы<sup>50</sup>.

Наблюдение указанной анизотропии как в деформированных кристаллах, так и в кристаллах с врожденными дислокациями<sup>114</sup>, говорит о том, что наличие примесных атмосфер в данном случае, по-видимому, не играет существенной роли. Следует, однако, учесть, что дислокации, рассматриваемые в настоящем параграфе, как и в работе <sup>50</sup>, шли в основном вдоль оси (112), в то время как авторы работы <sup>3</sup> имели дело преимущественно с дислокациями типа (110).

Более серьезно, однако, другое обстоятельство: незаряженная дислокация не может влиять на электрические свойства кристалла; поэтому для объяснения анизотропии при комнатной температуре в образцах *р*-типа с удельным сопротивлением 12 ом · см следует предположить наличие дислокационного уровня, отстоящего не менее чем на 0,4 эе от дна зоны проводимости. По-видимому, этот вывод можно примирить с другими данными, если только предположить, что имеется целая зона дислокационных уровней. Тогда можно считать, что при рекомбинации (а также в определенных температурных интервалах и в эффекте Холла) главную роль будут играть уровни, лежащие недалеко от дна зоны проводимости, ибо как рекомбинация, так и возбуждение носителей в зону легче всего происходят при малых изменениях энергии. Анизотропия же в движении неосновных носителей определяется полным зарядом дислокации, безотносительно к энергии связи носителей с дислокацией. С другой стороны, возможно, что энергия связи носителя на дислокации зависит от величины локального электрического поля, связанного с наличием пространственного заряда <sup>121</sup>. Тогда расстояние между дислокационным уровнем и дном зоны проводимости будет уменьшаться по мере увеличения поля, т. е. по мере приближения уровня Ферми к зоне проводимости.

Необходимо заметить, что в рассмотренной выше модели значение  $D_{\parallel}$  весьма чувствительно к плотности дислокаций N, так как последняя определяет величину  $\eta'$ . Возможно, что именно этим и объясняется наблюдаемое на опыте различие степени анизотропии для разных образцов <sup>115</sup> Модель не объясняет анизотропию времени жизни  $\tau$ , иногда наблюдаемую в образцах *n*-типа. В кристаллах *p*-типа аналогия с коаксиальной линией передачи не имеет места; на опыте анизотропия D также не наблю-

дается. Интересно оценить также изменение проводимости образца, связанное с наличием цилиндрических областей в материале *p*-типа вдоль дислокаций. Расчет показывает, что при типичных значениях  $R_1$ ,  $r_1$ и N никакого существенного увеличения проводимости в направлении. параллельном дислокациям, наблюдаться не должно, что и подтверждается в опыте \*). Однако, как уже указывалось в 5.1, можно ожидать некоторой анизотропии подвижности основных носителей, особенно при низких температурах, связанной с рассеянием на лислокациях.

#### 6. РАЗЛИЧНЫЕ ГРАНИЦЫ

#### 6.1. Границы зерен с малым углом относительного поворота

Границы зерен с малым углом относительного поворота, состоящие из рядов параллельных линейных дислокаций, действуют в германии подобно рядам близко расположенных акцепторных центров с энергиями



Рис. 16. Примерный ход концентрации неосновных носителей вблизи плоской границы зерен (плоскость x = 0).

Объемное отражение может происходить как справа, так и слева от границы <sup>125</sup>. немного выше середины запрещенной зоны. В работе <sup>122</sup> методом блуждающего светового иятна <sup>123</sup> была исследована рекомбинация на совокупности параллельных дислокаций, расположенных на расстоянии около 1 мк друг от друга. Оказалось, что характерная величина скорости поверхностной рекомбинации на такой границе— около  $2 \cdot 10^3 \, см \cdot ce \kappa^{-1}$ .

В работе<sup>124</sup> задача о рекомбинации на такой границе рассматривалась методом кинети ческой теории; была дана формулировка граничных условий. которые следует накладывать в этом случае на решения урав-

нения непрерывности. Улучшенный вариант теории <sup>125</sup> позволяет вычислять действительные сечения рекомбинации для отдельной дислокации. Ход расчета состоит в следующем.

Рассмотрим плоскую границу зерен, пересекающую кристалл (плоскости x = 0 на рис. 16). Пусть носители тока с помощью какого-либо источника инжектируются в плоскости, параллельной границе (слева на рис. 16). Инжектированные носители рекомбинируют на границе зерен, вследствие чего их концентрация после прохождения через границу уменьшается. Обозначим через  $p_1(x)$  и  $p_2(x)$  концентрации инжектированных носителей слева и справа от границы. Пусть, далее, перпендикулярно к границе (т. е. по оси x на рис. 16) приложено однородное электрическое поле  $E_0$ , вызывающее движение носителей слева направо сквозь границу с дрейфовой скоростью  $\mu E_0$  ( $\mu$ — подвижность носителей). Вероятность того, что неосновной носитель пройдет через границу не рекомбинируя, назовем «коэффициентом прохождения» T, а вероятность отражения (рассеяния назад) — «коэффициентом отражения» R. Тогда применение кинетических методов <sup>124</sup> позволяет следующим образом написать граничные

<sup>\*)</sup> См. примечание к стр. 130. (Прим. перев.)

условия к уравнению непрерывности, описывающему изменение концентрации неосновных носителей в зависимости от x:

$$-D\frac{\partial p_{1}(0)}{\partial x} = s_{1}p_{1}(0), \tag{56}$$

$$-D\frac{\partial p_2(0)}{\partial x} = s_2 p_2(0), \tag{57}$$

$$\frac{p_2(0)}{p_1(0)} = \xi, \tag{58}$$

$$\lim_{x \to \infty} p_2(x) = 0.$$
(59)

Здесь:

$$s_{1} = \frac{1}{2} v_{T} \frac{1 - \frac{v_{+}}{v_{-}} \left( R + \frac{T^{2}B}{1 - RB} \right)}{1 + \frac{v_{+}}{v_{-}} \left( R + \frac{T^{2}B}{1 - RB} \right)},$$
(60)

$$s_2 = \frac{1}{2} v_T \frac{1 - \frac{v_+}{v_-}B}{1 + \frac{v_+}{v_-}B}, \qquad (61)$$

$$\xi = \frac{\frac{T}{1 - RB} \left( 1 + \frac{v_{+}}{v} B \right)}{1 + \frac{v_{+}}{v_{-}} \left( R + \frac{T^{2}B}{1 - RB} \right)},$$
(62)

а B — «коэффициент объемного отражения» — вероятность того, что, начав движение от границы, носитель не будет рекомбинировать в объеме кристалла, а вернется обратно. Наконец,  $v_T$  — тепловая скорость носителя, а  $v_{\pm} = \frac{1}{4} v_T \pm \frac{1}{2} \mu E_0$ . Ход концентрации носителей тока вблизи границы приблизительно дает рис. 16. Как будет видно ниже, во всех прак тически интересных случаях  $\xi \simeq 1$ . Если найти скорость рекомбинации  $s_2$ , исследуя объемные свойства кристалла вдали от границы, то коэффициент объемного отражения можно вычислить из уравнения (61).

Рассмотрим теперь нитевидный образец постоянного полеречного сечения, и пусть где-то внутри образца проходит, перпендикулярно к его оси, плоская граница зерен, так что поток носителей в основном одномерен; условия будем считать стационарными. Тогда уравнение непрерывности примет вид <sup>126</sup>

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\mu E_0}{D} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{L^2} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0, \tag{63}$$

где D — коэффициент диффузии, а L — объемная диффузионная длина Решение уравнения (63) имеет вид

$$p(x) = C_1 \exp\left(\frac{\gamma_* x}{L}\right) + C_2 \exp\left(\frac{\gamma_- x}{L}\right), \tag{64}$$

где

$$\gamma_{\pm} = \gamma \pm (\gamma^2 + 1)^{1/2}, \quad \gamma = \frac{\mu E_0 L}{2D}.$$
 (6.5)

Рассмотрим два частных случая. В первом из них граница вообще отсутствует. Тогда R = 0, T = 1, и из уравнений (60) — (62) получаем  $s_1 = s_2$  и  $\xi = 1$ . Концентрация носителей меняется непрерывно во всем

образце и, поскольку условие (59) должно выполняться, она определяется выражением

$$p(x) = p_0 \exp\left(\frac{\gamma_- x}{L}\right). \tag{66}$$

Если концентрация неосновных носителей определяется по изменению обратного тока через два коллекторных контакта, установленные, как показано на рис. 17, то

$$F_{0} \equiv \frac{p(1)}{p(2)} = \exp\left[\frac{\gamma_{-}(x_{1}-x_{2})}{L}\right] = \exp\left(\frac{\gamma_{-}d}{L}\right)$$
(67)

И

$$\lg F_0 = \frac{d}{L} \left[ (\gamma^2 + 1)^{1/2} - \gamma \right].$$
 (68)

Подставляя сюда значение у из (65) и решая получающееся уравнение относительно *L*, получаем, принимая во внимание соотношение Эйнштейна  $\frac{\mu}{D} = \frac{q}{kT}$ :

$$L = \frac{d}{\left\{\ln F_0 \left[\ln F_0 + (qE_0 d/kT)\right]\right\}^{1/2}}.$$
(69)

Таким образом, измеряя отношение концентраций носителей в двух



Рис. 17. Условия опыта <sup>125</sup> для измерения объемной диффузионной длины L. сние концентрации носителей в двух точках, можно найти объемную диффузионную длину L и, как будет показано ниже, вычислить величины s<sub>2</sub> или B.

Во втором случае, когда граница существует (плоскость x = 0), решение уравнения непрерывности, согласно (58), будет испытывать разрыв в точке x = 0. Его можно представить двумя функциями  $p_1(x)$  и  $p_2(x)$  типа (64), но с различными коэффициентами. Согласно

(59) коэффициент при  $\exp\left(\frac{\gamma_* x}{L}\right)$  в выражении для  $p_2(x)$  равен нулю, и мы получаем

$$p_1(x) = C_1 \exp\left(\frac{\gamma_* x}{L}\right) + C_2 \exp\left(\frac{\gamma_* x}{L}\right), \tag{70}$$

$$p_2(x) = C_3 \exp\left(\frac{\gamma_- x}{L}\right). \tag{71}$$

Граничные условия (56) — (58) однородны и потому можно определить лишь отношения коэффициентов:

$$\frac{C_1}{C_3} = -\frac{1}{\xi} \frac{\left(\frac{s_1 L}{D}\right) + \gamma_-}{\gamma_+ - \gamma_-}, \qquad (72)$$

$$\frac{C_2}{C_3} = \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{\gamma_1}{D}\right) + \gamma_+}{\gamma_+ - \gamma_-} .$$
(73)

Подставив равенство (71) в (57), получим

$$s_2 = -\frac{D\gamma_-}{L} \,. \tag{74}$$

Подставим, далее, значения коэффициентов из (72) и (73) в выражение (70). Получим

$$p_{1}(x) = \frac{C_{3}}{\xi(\gamma_{+} - \gamma_{-})} \left[ \left(\gamma_{+} + \frac{s_{1}L}{D}\right) \exp\left(\frac{\gamma_{-}x}{L}\right) - \left(\gamma_{-} + \frac{s_{1}L}{D}\right) \exp\left(\frac{\gamma_{+}x}{L}\right) \right].$$
(75)

Нусть граница расположена посередине между контактами, расстояние между которыми 2*a*; тогда измеряться будет величина

$$F \equiv \frac{p_1 \left(-a\right)}{p_2(a)} \,.$$

С другой стороны, ее можно вычислить с помощью равенств (75), (70) и (71):

$$F = \frac{1}{\xi(\mathbf{y}_{+} - \mathbf{y}_{-})} \left[ \left( \mathbf{y}_{+} + \frac{s_{1}L}{D} \right) \exp\left( -2\alpha_{0}\mathbf{y}_{-} \right) - \left( \mathbf{y}_{-} + \frac{s_{1}L}{D} \right) \exp\left( -2\alpha_{0}\mathbf{y} \right) \right], \quad (76)$$
Equ

$$a_0 = \frac{a}{L} . \tag{77}$$

В большинстве случаев, представляющих экспериментальный интерес,  $R \ll 4$ ,  $\frac{v_+}{v_-} \simeq 4$ , п B,  $T \simeq 1$ . Тогда согласно (62) величину  $1/\xi$  в выражении (76) можно положить равной единице и экспериментально наблюдаемое значение F будет определяться в основном скоростью рекомбинацин  $s_1$ . Решая при этих предположениях уравнение (76) относительно  $s_1L$  D, найдем

$$\frac{s_1 L}{D} = \frac{\gamma \left[ \left[ F - \exp\left( -2\alpha_0 \gamma_L \right) \right] - \gamma_L \left[ F - \exp\left( -2\alpha_0 \gamma_L \right) \right]}{\exp\left( -2\alpha_0 \gamma_L \right) - \exp\left( -2\alpha_0 \gamma_L \right)} \right].$$
(78)

Зная  $s_1$ , можно найти «коэффициент поглощения» рассматриваемой границей. Можно показать, что при условии  $1 - R \gg 1 - B$  справедливо приближение

$$T^{*2} = \frac{R}{B} + \frac{T^2}{1 - RB} \simeq (R + T)^2,$$
 (79)

и, далее, с точностью до членов порядка (1 - B + R),

 $1 - T^* \simeq 1 - (T + R). \tag{80}$ 

Из равенства (61) выразим величину  $\frac{v_r B}{v_r}$  и подставим ее в уравнение (60). Решая далее уравнение (60) относительно (T + R) и пользуясь (80), находим

$$T^{*2} = (T + R)^2 = \frac{1 - \frac{2s_1}{v_T}}{1 + \frac{2s_1}{v_T}} \cdot \frac{1 + \frac{2s_2}{v_T}}{1 - \frac{2s_2}{v_T}} \cdot \frac{1 + \frac{2s_2}{v_T}}{1 - \frac{2s_2}{v_T}} .$$
(81)

Условие сохранения числа частиц имеет вид

$$A + R + T = 1, (82)$$

где A -коэффициент поглощения, т. е. вероятность рекомбинации на границе, отнесенная к одной частице. Отсюда

$$A = 1 - (R + T) \simeq 1 - T^*.$$
(83)

Наконец, сечение \*) рекомбинации на единичной дислокации, лежащей в плоскости границы, можно найти из уравнения

$$1 - A = \frac{2}{\pi} \left[ \arccos \frac{g}{x_{\pi}} - \frac{g}{x_{\pi}} \operatorname{arcsech} \frac{g}{x_{\pi}} \right], \qquad (84)$$

161

<sup>\*)</sup> Фактически дислокацию удобно характеризовать не сечением, а эффективным ралнусом (или эффективным диаметром) рекомбинации, что автор фактически и делает. В дальнейшем, при обсуждении таблицы V, мы сохранием в переводе только сведения об эффективном диаметре, опуская слова о том, что величину у можно рассматривать как диаметр поперечного сечения некоего цилипдра. (Прим. ред.)

<sup>11</sup> УФН, т. LXXIII, вып. 1

где g — эффективный диаметр цилиндрической области рекомбинации, а  $x_{\pi}$  — среднее расстояние между дислокациями.

Данные по рекомбинации на различных границах зерен с малым углом поворота<sup>126</sup>

Образец	Q, ом.см	µ, см²/в.сек	L, см	d, см	81—82, см·сел-1	A	х <sub>д</sub> ,мк	$q, \Lambda$
X160-4a X160-4b X160-4d X46 2 X186-2	8,1 (n)7,1 (n)8,4 (n) $2,8 (n)7,7 (p)$	1850 1830 1850 1780 3310	0,0284 0,0259 0,0259 0,0475 0,0453	0,02584 0,01776 0,01615 0,01615 0,01615	2463 2753 2993 8510 11496	0,000232: 0,0002620 0,0002849 0,000809 0,000836	2,36 3,28 2,59 1,24 2,16	$\begin{array}{c} 0,71 \\ 1,15 (\pm 30\%) \\ 0,99 (\pm 14\%) \\ 1,46 (\pm 15\%) \\ 2,87 (\pm 19\%) \end{array}$

Результаты экспериментального исследования границ рассматриваемого типа <sup>125</sup> приведены в таблице V. Границы создавались в процессе вытягивания кристаллов из расплава с повышенной скоростью и состояли из линейных дислокаций типа (100). Образцы п-типа легировались сурьмой, образцы р-типа — галлием. Был принят ряд экспериментальных предосторожностей для того, чтобы повысить надежность результатов. Величины Q, L и µ брались из опыта, s1 и s2 определялись по формулам (74) и (78), а величина А вычислялась из равенств (81) и (83). Эффективный диаметр д находился путем численного решения уравнения (84). При вычислении принимались во внимание значения эффективных масс носителей. Наблюдался большой разброс экспериментальных данных, и результаты, приведенные в таблице V, получены усреднением по большому числу измерений. Большое сечение рекомбинации в образце Х 46-2 вполне могло быть результатом ощибки в оценке плотности дислокаций, которая в этом случае была очень высока. Для эффективного диаметра рекомбинации дырок в образдах *n*-типа получается g = 1, 2 , для электронов в образцах *р*-типа g=2,8 Å. Для беспорядочно распределенных дислокаций в среднем  $x_{\pi} = 1/\sqrt{N}$ , а средняя вероятность рекомбинации на пути  $x_{\pi}$  равна  $g/x_{\pi}$ . а на пути  $x \frac{g}{x_{\pi}} \frac{x}{x_{\pi}} = gN_x$ . За время жизни т носитель тока пройдет путь  $v_T \tau$ . Таким образом, при  $x = v_T \tau Ngv_T \tau \simeq 1$ , откуда

$$\tau = \frac{1}{Ngv_T} \,. \tag{85}$$

Оценка по этой формуле дает  $\tau = 4,14/N$  для материала *n*-типа и  $\tau = -1,22/N$  для материала *p*-типа.

Принимая во внимание экспериментальные трудности, можно считать, что эти результаты находятся в разумном согласии с данными работы <sup>50</sup>, полученными для кристаллов с объемным распределением дислокаций. Имеющееся различие, возможно, связано с наличием или отсутствием примесных атмосфер вокруг дислокаций <sup>89</sup>. Такие атмосферы могут образоваться скорее у «врожденных» дислокаций <sup>125</sup>, чем у дислокаций, вводимых в кристалл путем изгибания (как в работе <sup>50</sup>).

> 6.2. Границы зерен со средним углом относительного поворота

Как уже отмечалось (см. 3.1), в германии были получены <sup>41</sup> такие границы с углом относительного поворота зерен от 1 до 30°, однако электрические измерения проводились только на границах с меньшими углами (<25°). Причина этого состоит в том, что при бо́льших углах главную роль

Таблица ∖

может играть диффузия вдоль границы зерен, так что граница будет иметь скорее химический, чем дислокационный характер. Границы зерен в материале *n*-типа создаются выращиванием кристаллов из затравки, сплавленной из двух расположенных под нужным углом друг к другу монокристаллов. При этом рост происходит обычно в направлении (100), а монокристаллы в затравке сплавляются по оси <sup>45, 127</sup> (100) или <sup>127</sup> (110), лежащей в плоскости, перпендикулярной к оси роста. Некоторые свойства таких усеянных дислокациями плоских границ были исследованы в работах <sup>128-132</sup>. Было показано, что в образце *n*-типа дислокационный слой (sheet of dislocations) ведет себя как область дырочного материала (в образце *p*-типа он может вести себя как область с еще более выраженной *p*-проводимостью). На обопх *p*-*n*-переходах возникает весьма большое запирающее напряжение, что позволяет изучать транспортные свойства носителей, используя дислокационный слой в качестве *p*-области в *n*-*p*-*n*-триоде.

Удельное сопротивление дислокационного слоя (в предположении, что ширина его составляет 100 Å) оказалось около 0,01—0,05 ом см в интервале температур от 200 до 300° К. Оно не зависело от концентрации примеси в объеме образца, включая и медь, которая могла быть введена в процессе роста кристалла или путем диффузии. С другой стороны, проводимость слоя меняется с изменением числа свободных носителей, которое может иметь место, например, при изменении поля в барьерном слое.

При измерении времени жизни методом блуждающего светового иятна было обнаружено, что близость таких дислокационных слоев влияет <sup>128</sup> на величину т, причем это влияние наиболее заметно при слабых интенсивностях света. Оказалось, что когда световое пятно (слабой интенсивности), двигаясь от коллектора, пересекает границу, число дырок, приходящих на коллектор, увеличивается. Это было интерпретировано как заполнение центров рекомбинации при подсветке. Отметим еще одну особенность рассматриваемой системы: длина диффузии вдоль слоя оказывается заметно большей, чем в объеме кристалла. Опыты такого рода были описаны в работах <sup>136</sup> и <sup>137</sup> и интерпретированы на основе модели линии передачи, типа использованной в работе <sup>116</sup> и описанной в 5.8.

Твит <sup>127</sup> исследовал такие границы в германии, легированном золотом (золото использовалось для увеличения объемного удельного сопротивления германия до 10<sup>3</sup>—10<sup>5</sup> ом.см). В таких высокоомных образцах оказалось возможным исследовать (сравнительно большую) проводимость самих дислокационных слоев. Оказалось, что электрические свойства таких слоев, по-видимому, весьма сильно зависят от характера дислокаций на границе и сравнительно слабо — от присутствия там химических примесей. Измерения удельного сопротивления и постоянной Холла показывают, что при температурах выше 200° К объем кристалла эффективно «закорачивает» дислокационный слой, в то время как при температурах ниже 100° К имеет место обратная ситуация. В промежутке между этими температурами имеется переходная область. Точная интерпретация холловских данных пока не кажется обнадеживающей.

# 6.3. Границы зерен с большими углами относительного поворота

Уже в течение некоторого времени известно <sup>133</sup>, что границы зерен в германии *n*-типа представляют собой слой материала с относительно высоким удельным сопротивлением. Вольтамперная характеристика такого слоя симметрична относительно знака прилагаемого напряжения. Наблюдалось также возникновение фото-э.д.с., изменяющей знак при переходе светового пятна через границу. Этот эффект исчезает, если путем термообработки «перевернуть» кристалл *n*-типа в *p*-тип. Пирсон пытался объяснить его, предполагая, что на границе имеется повышенная концентрация акцепторов, превращающая пограничный слой в материал *p*-типа. В работе <sup>134</sup> были проведены измерения пробойного напрякения, статической проводимости и частотной зависимости импеданса граничного слоя в зависимости от температуры (напряжение прилагалось нерпендикулярно к границе зерен). Результаты интерпретировались к рамках модели потенциального барьера.

В более поздней работе <sup>135</sup> исследовался градиент потенциала вдоль нитевидных образцов антимонида индия, к концам которых было приложено постоянное напряжение. При комнатных температурах как в *n*-, так и в *p*-образцах была получена линейная зависимость потенциала от расстояния между пробами по всей длине образца. Однако при температуре лидкого кислорода (~88 K) в образцах *p*-типа были обнаружены резкие скачки потенциала на границах зерен, в то время как в образцах *n*-типа ход потенциала был все еще линейным. Это явление можно объяснить, рассматривая границы зерен как узкие области с высокой концентрацией доноров, уровни которых отстоят на 0,03—0,05 зс от потолка валентной зоны.

Выяснение причин возникновения таких донорных уровней сильно осложняется тем, что сама природа границ зерен с большим углом относительного поворота в настоящее время не очень ясна. Неясно, в частности, какое искажение вносит указанная граница в решетку, каково распределение дислокаций на ней, а также как происходит сегрегация примесей около границы.

#### 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видно из настоящего обзора, несмотря на большое количество выполненных экспериментов, до сих пор пеизвестно с определенностью даже положение дислокационного уровня в германии. Требуется дальнейшая работа, чтобы дать однозначный ответ на этот фундаментальный вопрос. Весьма многообещающими в этом смысле могли бы быть, по-видимому, опыты по исследованию различных анизотропных эффектов (см. 5.8) в широком интервале температур с тем, чтобы иметь возможность перемещать уровень Ферми мимо дислокационного уровня (или зоны).

Возможным источником ошибок является наличие примесей в кристаллах. Во-первых, примеси сами по себе могут действовать как центры рекомбинации. Мы уже обращали внимание на близость уровня меди (0,26 эс от дна зоны проводимости) к возможному, по некоторым оценкам, лислокационному уровню. Во-вторых, примеси могут действовать косвенно, меняя свойства самих дислокаций (атмосферы Коттрелла). Таким образом, всегда нужно заботиться о том, чтобы изучаемые эффекты были связаны действительно с дислокациями, а не с целым рядом других дефектов, обладающих сходными свойствами.

Весьма мало еще исследованы кремний и антимонид индия. Исследование кремния должно дать интересные сведения, так как, вероятно, в ближайшем будущем этот материал можно будет получать в более чистом виде, чем германий. Кроме того, дислокации в кремнии можно сденать видимыми и, таким образом, изучать их природу (хотя при больших значениях N еще имеются трудности с обнаружением всех дислокаций). Опыты на кристаллах антимонида индия должны дать ответ на то, как влияет на свойства дислокаций валентность атома, около которого образуется разорванная связь. Сметанные полупроводники с большой шириной запрещенной зоны (прозрачные для видимого света) в настоящее время еще не исследованы, ибо еще не решены чисто технические проблемы контроля чистоты и стехиометрического состава образцов.

Более сложные задачи, например, выяснение роли дислокаций в лавинном пробое или изучение рекомбинации на отдельной дислокации, --все еще ждут своего решения.

В опубликованных до сих пор работах не всегда ясно устанавливался тип дислокаций, а также геометрия системы и температура, при которой производилась деформация. Теперь, когда влияние дислокаций на электрические свойства полупроводников твердо установлено, необходимо более тщательно исследовать и более точно описывать тип и распределение дислокаций, вызывающих тот или иной электрический эффект.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- C. J. Gallagher, Phys. Rev. 88, 721 (1952).
   F. L. Vogel, W. G. Pfann, H. E. Corey and E. E. Thomas, Phys. Rev. 90, 489 (1953).
   G. L. Pearson, W. T. Read, Jr., and F. J. Moriu, Phys. Rev. 93, 666 (1954).
   W. Shockley, Phys. Rev. 91, 228 (1953).
   W. T. Read, Jr., Philos. Mag. 45, 775 (1954).
   Wilder Machemical Preprint of Crystela, Wilder New York: Chapman.

  - 6. Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, Wiley, New York; Chapman and Hall, London, 1957. 7. A. H. Cottrell, Dislocations and Plastic Flow in Crystals, Oxford University
- A. H. COULTCELL, DISLOCATIONS and Plastic Flow in Crystals, Oxford Unive Press, London, 1953.
   W. T. Read, Jr., Dislocations in Crystals, McGraw-Hill, New York, 1953.
   J. M. Hedges and J. W. Mitchell. Philos, Mag. 74, 223 (1953).
   F. C. Frank, Chemistry of the Solid State, Butterworths, London, 1955.
   S. A melinckx, Philos. Mag. 1, 269 (1956).
   J. Gilman and W. G. Johnston, J. Appl. Phys. 27 (1956).
   W. C. Dash J. Appl. Phys. 27 (1956).

- 13. W. C. Dash, J. Appl. Phys. 27, 1193 (1956).
  14. O. Deutschbein and M. Bernard, Brussels Conference, 1958.
  15. H. Wilsdorf and D. Wilsdorf Kuhlman, Report of a Conference on Defects in Crystalline Solids, Physical Society, London, 1955, crp. 75. 16. P. L a c o m b c and L. B e a u j a r d, Rev. Met. 45, 317 (1948).
- P. La combe and L. Be att jard, Rev. Met. 45, 317 (1948).
   R. Phillips, Report of a Symposium on Metallurgical Aspects of Semiconductors, Bull. Inst. Met. 4, 71 (1958).
   F. J. Blatt, Solid State Physics, 4, Academic Press, New York, 1957, crp. 199.
   D. C. Bennet and B. Sawyer, BSTJ (Bell Syst. Techn. J.) 35, 637 (1956).
   I. G. Cresselland J. A. Powell, Progress in Semiconductors 2, Heywood, London 4057, crp. 427.

- London, 1957, crp. 137. 21. W. C. D a s h, J. Appl. Phys. 29, 736 (1958).

- W. G. Francois, Brussels Conference, 1958.
   R. A. Logan, Phys. Rev. 100, 615 (1955).
   E. S. Greiner, P. Breidt, Jr., J. N. Hebstetter and W. C. Ellis, J. Metals 9, 813 (1957).
   P. Dreidt, J. Datagen, L. Angl. Phys. 29, 240 (4057).
- 25. R. A. Logan and A. J. Peters, J. Appl. Phys. 28, 819 (1957).
  26. R. G. Treuting, J. Metals 4, 1044 (1952).
  27. R. G. Treuting, J. Metals 7, 1027 (1955).
  28. W. Bardsley and R. L. Bell, Acta Met. 4, 445 (1956).

- 29. W. T. R e a d, Jr., Philos. Mag. 45, 1119 (1954). 30. W. T. R e a d, Jr., Philos. Mag. 46, 111 (1955).

- W. T. Read, Jr., Philos. Mag. 46, 111 (1955).
   J. Hornstra, J. Phys. Chem. Solids 5, 129 (1958).
   P. Haasen, Acta Met. 5, 598 (1957).
   J. W. Allen, Philos. Mag. 2, 1475 (1957).
   E. Bilig, Proc. Roy. Soc. A235, 37 (1956).
   E. Teightsoonian and B. Chalmers, Canad. J. Phys. 29, 370 (1951).
   F. C. Frank, Deformation and Flow of Solids, Springer, Berlin, 1956.
   W. A. Tiller, J. Appl. Phys. 29, 611 (1958).
   W. C. Dunlap, Progress in Semiconductors 2, 167 (1957).
   A. J. Goss, K. E. Benson and W. C. Pfann, Acta Met. 4, 332 (1956).
   R. L. Bell, J. Electron. Cont. 3, 487 (1957).
   W. G. Pfann and F. L. Vogel, Jr., Acta Met. 5, 377 (1957).

165

- 42. F. L. Vogel, Acta Met. 3, 245 (1955).
  43. W. Bardsley, R. L. Bell and B. W. Straughan, J. Electron. Cont. 5, 19 (1958).
- 44. R. L. Bell and C. A. Hogarth, J. Electron. Cont. 3, 455 (1957).
  45. H. F. Matare and H. A. R. Wegener, Z. Phys. 148, 631 (1957).
  46. W. T. Read, Jr., Acta Met. 5, 83 (1957).

- 40. W. I. Nead, Jr., Acta Met. 3, 85 (1954).
  47. F. L. Vogel, Jr., Acta Met. 3, 95 (1955).
  48. R. W. Cahn, J. Inst. Metals 76, 121 (1949).
  49. F. L. Vogel, Jr., J. Metals 8, 946 (1956).
  50. G. K. Wertheim and G. L. Pearson, Phys. Rev. 107, 694 (1957).
  51. J. R. Patel, J. Appl. Phys. 29, 170 (1958).
  52. F. Vogel, Jr. Acta Met. 529 (4058).

- 52. F. L. Vogel, Jr., Acta Met. 6, 532 (1958).
  53. E. S. Greiner, J. Metals 7, 203 (1955).
  54. W. Bardsley and R. L. Bell, New Orleans AIMME, February 1957.
  - 55. H. W. Paxton and A. H. Cottrell. Acta Met. 2, 3 (1954).
  - 56. C. C. Wang and B. H. Alexander, Acta Met. 3, 515 (1955). 57. P. Breidt, E. S. Greiner and W. C. Ellis, Acta Met. 5, 60 (1957).

  - 58. G. C. Kuczynski and R. F. Hochman, Phys. Rev. 108, 946 (1957). 59. J. R. Patel and B. H. Alexander, Acta Met. 4, 385 (1956).

  - 60. F. D. Rosi, Acta Met. 4, 26 (1956).
  - 60. F. D. ROSI, Acta Met. 4, 26 (1950).
    61. W. Bardsley and R. L. Bell, J. Electron. Cont. 3, 103 (1957).
    62. F. Seitz, Phys. Rev. 88, 722 (1952).
    63. F. G. Frank and W. T. Read, Phys. Rev. 79, 722 (1950).
    64. J. R. Patel, Phys. Rev. 101, 1436 (1956).
    65. L. Esaki, Phys. Rev. 89, 1026 (1953).

  - 66. C. S. Fuller J. D. Struthers, J. A. Ditzenbergerand K. B. Wolfstirn, Phys. Rev. 93, 1182 (1954).
    67. F. C. Frank and J. D. Turnbull, Phys. Rev. 104, 617 (1956).

  - 68. G. L. Pearson, W. T. R cad and W. L. Feldmann, Acta Met. 5, 181 (1957)

  - 69. R. A. Log an and A. J. Peters, J. Appl. Phys. 28, 819 (1957).
    70. W. Kaiser, P. H. Keck and C. F. Lange, Phys. Rev. 101, 120 (11. C. J. Gallagher and A. G. Tweet, Phys. Rev. 96, 834 (1954). 1264 (1956).

  - 71. C. J. Gallagher and A. G. Tweet, Phys. Rev. 96, 834 (1954).
    72. A. G. Tweet, Phys. Rev. 99, 1245 (1955).
    73. W. C. Ellis and E. S. Greiner, Phys. Rev. 92, 1061 (1953).
    74. R. A. Logan and M. Schwartz, J. Appl. Phys. 26, 1287 (1955).
    75. L. N. Hobstetter and P. Breidt, Jr., J. Appl. Phys. 28, 1214 (1957).
    76. H. M. James and K. Lark llorovitz, Z. Phys. Chem. 48, 107 (1957).
    77. J. H. Crawford and J. W. Cleland, Progress in Semiconductors 2, 69 (1957).
    78. C. K. Wortheim and W. M. Angustyniak, Roy. Sci. Instrum. 27, 1062. 78. C. K. Wertheim and W. M. Augustyniak, Rev. Sci. Instrum. 27, 1062 (1956).
  - 79. J. O k a d a, J. Phys. Soc. Japan 10, 1110 (1955).
  - 80. S. R. Morrison, Phys. Rev. 104, 619 (1956).
  - 81. A. H. C o t t r e l l. Rep. on Conf. on Strength of Solids, Physical Society, London, 1948
  - 82. A. D. Kurtz and S. A. Kulin, Acta Met. 2, 352 (1954).
  - 83. A. D. Kurtz, S. A. Kulin and B. L. Averbach, Phys. Rev. 101, 1285 (1956).
  - 84. P. Gay, P. B. Hirsch and A. Kelly, Acta Met. 1, 315 (1953). 85. J. R. Haynes and W. Shockley, Phys. Rev. 81, 835 (1951).

  - 86. S. A. Ellis, J. Appl. Phys. 26, 1140 (1955). 87. A. Guinier and J. Tennevin, Acta Cryst. 2, 133 (1949). 88. A. D. Kurtz, S. A. Kulin and B. L. Averbach, J. Appl. Phys. 27, 1287 (1956)
  - 89. J. W. Allen, J. Electron 1, 580 (1956).

  - 90. S. A. Kulin and A. D. Kurtz, Acta Met. 2, 354 (1954).
    91. J. Bardeen and W. Shockley, Phys. Rev. 80, 72 (1950).
    92. W. L. Bond and J. Andrus, Phys. Rev. 101, 1211 (1956).
    93. R. Bullough, Phys. Rev. 110, 620 (1958).
    94. C. Herring and E. Vogt, Phys. Rev. 101, 944 (1956).
    95. G. W. Green, C. A. Hogarth and F. A. Johnson, J. Electron. Cont. 3. 171 (1957).
  - 96. C. A. Hogarth and P. J. Hoyland, J. Electron Cont. 4, 60 (1958).
- 96. C. A. Hogarth and P. J. Hoyland, J. Electron Cont. 4, 60 (1956).
  97. W. Kaiser and P. H. Keck, Bull. Amer. Phys. Soc. I, 321 (1956).
  98. W. J. Shatters and H. A. R. Wegener, J. Appl. Phys. 29, 866 (1958).
  99. B. U. Rollin and I. M. Templeton, Proc. Phys. Soc. B67, 271 (1954).
  100. H. Y. Fan, D. Navon and H. Gebbie, Physica 20, 855 (1954).
  101. J. R. Haynes and J. A. Hornbeck, Phys. Rev. 90, 152 (1953).
  102. R. G. Shulman and B. J. Wyluda, Phys. Rev. 102, 1455 (1956).

- 103. W. Shockley and W. T. Read, Jr., Phys. Rev. 87, 835 (1952) 104. J. A. Burton, G. W. Hull, F. J. Morin and J. C. Severiens, J. Phys. Chem. 57, 102 (1953).
- 105. A. F. Gibson and E.G.S. Paige, Philos. Mag. 3, 950 (1958).
- 106. H. C. Montgomery, BSTJ 31, 950 (1952). 107. J. J. Brophy, J. Appl. Phys. 27, 1383 (1956). 108. L. Bess, Phys. Rev. 103, 72 (1956).

- 108. L. Bess, Phys. Rev. 105, 42 (1950).
  109. J. J. Brophy, Phys. Rev. 106, 675 (1957).
  110. Armour Research Foundation Report. University of Illinois, 1957.
  111. V. A. Johnson, Progress in Semiconductors 1, 65 (1956).
  112. C. Herring, BSTJ 34, 237 (1955).
  113. S. R. Morrison, Phys. Rev. 99, 1904 (1955).
  114. L. Belland C. A. Hogarth, J. Electron. Cont. 3, 455 (1957).

- 114. R. L. B ell and C. A. H og arth, J. Electron. Cont. 3, 455 (1957).
  115. J. B. Arthur, A. F. Gibson, J. W. Granville and E. G. S. Parge, Philos. Mag. 3, 940 (1958).
- 116. J. R. Haynes and W. Shockley, Phys. Rev. 81, 835 (1951). 117. R. Lawrence and A. F. Gibson, Proc. Phys. Soc. **B65**, 9941 (1952).

- 121. N. F. Mottand R. W. Gurney, Electronic Processes in Ionic Crystals, Cla rendon Press Oxford, 1940, стр. 42 (см. неревод: Н. Мотт и Р. Герни, Электрон-
- ные процессы в ионных кристаллах, М., И.1, 1950). 122. F. L. Vogel, W. T. Read, Jr., and L. C. Lovell, Phys. Rev. 94, 1791L (1954).
- 123. L. B. Valdes, Proc. IRE 40, 1420 (1952).

- 12.6. D. D. Vallet's, Field and A. 1426 (1925).
  12.6. J. P. McKelvey and R. L. Longine, Phys. Rev. 99, 1227 (1955).
  12.5. J. P. McKelvey, Phys. Rev. 106, 910 (1957).
  12.6. W. Shockley, Electrons and Holes in Semiconductors, Van Nostrand, Princeton, 1950, crp. 293.
  127. A. G. T w e e t, Phys. Rev. 99, 1182 (1955).
  128. H. F. M a t a r e and B. R e e d, Z. Naturforsch. 11a, 10 (1956).
  129. H. F. M a t a r e, Phys. Rev. 98, 1479 (1955).
  129. H. F. M a t a r e, Maximum et al. 10a, 840 (1955).

- 130. H. F. Matare, Z. Naturforsch. 10a, 640 (1955).

- 130. H. F. Matare, Z. Naturiosch. 10a, 640 (1953). 131. H. F. Matare, Z. Phys. 145, 206 (1956). 132. H. F. Matare, Brussels Conference, 1958. 133. G. L. Pearson, Phys. Rev. 76, 459 (1949). 134. W. E. Taylor, N. H. Odell and H. Y. Fan, Phys. Rev. 88, 867 (1952). 135. I. M. Mackintosh, J. Electronics 1, 554 (1956). 136. T. Figielski and L. Sosnowski, Brussels Conference, 1958. 137. I. Sosnowski, Brussels Conference, 1958.

- 137. L. Sosnowski, Rochester Conference, 1958. 138\*). B. Reed, O. A. Weinreich and H. F. Matare, Phys. Rev. 113, 454 (1959).
- 139\*), R. K. Mueller, J. Appl. Phys. 30, 2015 (1959).

\*) Литература. добавленная переводчиком.

.