

ВАЛЕНТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ—ГЕРМАНИЙ И КРЕМНИЙ*)

Г. И. Фэн

17. Проводимость в случае сильных полей

а) «Горячие» носители

При изучении электропроводности обычно используются слабые электрические поля, так что можно считать, что носители имеют лишь небольшую дрейфовую скорость, складывающуюся с обычной тепловой скоростью. Время релаксации и подвижность определяются в первом

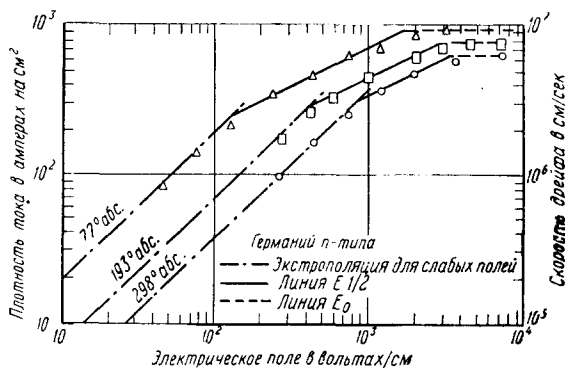


Рис. 13. Плотность тока как функция электрического поля в германии n -типа [E. Ryder, Phys. Rev. 90, 766 (1953)].

приближении нормальной тепловой скоростью или температурой кристалла; см., например, выражения (14,8) или (14,10). Благодаря этому мы имеем подвижность, не зависящую от поля, и линейную зависимость тока от поля.

При возрастании напряженности поля энергия носителей может стать значительно более высокой, чем их тепловая энергия; в этом случае подвижность будет зависеть от напряженности поля, что приведет к отклонениям от закона Ома. Этот эффект наблюдался Райдером и Шокли¹⁵⁰ сначала в n -германии, а затем в p -германии, а также кремнии n - и p -типов¹⁵¹. Для того чтобы избежать нагрева образцов, использовалась импульсная техника. На рис. 13 изображена зависимость плотности тока от напряженности поля в германии n -типа при трех различных температурах. Кривые разделяются на три области $\mu = \text{const}$, $j \sim \varepsilon$

*) Окончание. Начало см. УФН 64, стр. 733 (1958).

при слабых полях, $j \sim \varepsilon^{\frac{1}{2}}$ ($\mu \sim \varepsilon^{-\frac{1}{2}}$) при средних полях и выходят в область насыщения при сильных полях.

Шокли¹⁵² развил теорию этого эффекта «горячих электронов» на основе представлений, известных из области диэлектрического пробоя¹⁵³. В приложенном электрическом поле энергия носителей для стационарного состояния определяется соотношением

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_s = -\left(\frac{dE}{dt}\right)_c, \quad (17,1)$$

которое означает, что скорость увеличения энергии за счет поля равна скорости потери энергии в результате столкновений с кристаллической решеткой. Было показано, что столкновения, при которых имеет место взаимодействие с акустическими колебаниями, дают

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_c = \frac{v}{l_a} \left[\frac{mu^2}{kT} mv^2 - 4mu^2 \right], \quad (17,2)$$

где u — скорость звука в материале и l_a — средний свободный пробег, определенный формулой (13,7). Скорость получения энергии

$$\frac{dE}{dt} = e\mu\varepsilon^2, \quad (17,3)$$

где $\mu\varepsilon$ — скорость дрейфа в направлении силы, действующей на носитель. Предположим в первом приближении, что все носители имеют одну и ту же скорость v . В случае, когда преобладает рассеяние колебаниями решетки, мы имеем

$$\mu = \frac{el_a}{mv}. \quad (17,4)$$

При высокой напряженности поля, когда v значительно превышает тепловую скорость $v_T = (2kT/m)^{1/2}$, фактором $4mu^2$ (17,2) можно пренебречь. Мы получаем из предыдущих уравнений

$$\mu = \left(\frac{\sqrt{2}el_a u}{mv_T} \right)^{\frac{1}{2}} \varepsilon^{-\frac{1}{2}} = \left(\frac{3\pi^2}{2\sqrt{2}} \right)^{\frac{1}{2}} (u\mu_0)^{\frac{1}{2}} \varepsilon^{-\frac{1}{2}},$$

где μ_0 — подвижность в слабом поле, определяемая формулой (17,4). Учет более точной статистики дает

$$\mu = 1,23 (u\mu_0)^{\frac{1}{2}} \varepsilon^{-\frac{1}{2}}. \quad (17,5)$$

Это выражение согласуется с наблюдаемой зависимостью для средних полей, именно: $\mu \sim \varepsilon^{-1/2}$. Эффект насыщения при очень сильных полях объясняется взаимодействием носителей с оптическими колебаниями кристаллической решетки. Носители с энергиями, превышающими энергию кванта оптических колебаний, способны терять энергию, возбуждая колебания кристаллической решетки. Если этот процесс становится возможным, он сильно ограничивает рост энергии носителей при возрастании поля. Рост дрейфовой скорости прекращается, когда достигается значение

$$v_d = \left(\frac{\hbar\omega_{оп}}{2m} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (17,6)$$

Области насыщения, полученной на экспериментальных кривых, соответствует разумное значение $\hbar\omega_{оп}$ (для германия — $\hbar\omega_{оп} = k$ (520° абс.)).

Однако в случае слабых полей теория предсказывает, что отклонения от закона Ома должны иметь место при полях, в несколько раз меньших, чем те поля, при которых эффект наблюдается на опыте. Это указывает на то, что потеря энергии носителями путем передачи решетке идет более интенсивно, чем это даст выражение (17,2), основанное на предположении о том, что поверхности энергии имеют сферическую форму, и что взаимодействие идет с акустическими фононами.

б) Умножение носителей заряда

При достаточно высоких напряженностях электрического поля и электроны и дырки могут приобретать достаточную энергию для того, чтобы образовывать новые пары электронов и дырок в германии и кремнии. Этот эффект наблюдали Мак Кей и Мак Эфи¹⁵⁴, использовавшие для этой цели $P-N$ -переходы.

Предположим, что одна из частей кристалла, в которой имеет место дырочная проводимость, прилегает к области электронной проводимости. Обе области разделены узким слоем пространственного заряда, если переход от избыточной концентрации акцепторов к избыточной концентрации доноров достаточно резок. Подобный $P-N$ -переход обладает выпрямляющими свойствами и представляет очень высокое сопротивление для тока из n -области в p -область. Сильное электрическое поле в области пространственного заряда перехода существует даже при отсутствии тока. Когда ток проходит в направлении, соответствующем большому сопротивлению, все приложенное напряжение концентрируется в области перехода, и в ней можно получить очень высокую напряженность поля. Используя узкий пучок света для возбуждения избыточных электронно-дырочных пар у перехода, исследователи заметили, что добавочный фотоэлектрический ток вначале остается постоянным при увеличении разности потенциалов на переходе. Затем, после области постепенного увеличения, ток быстро возрастает. Подобное же явление было обнаружено для добавочного тока, обусловленного облучением перехода α -частицами. Результаты показывают, что при достаточно сильных полях имеет место умножение числа носителей. Путем перемещения узкого пучка света в обе стороны от перехода было обнаружено, что умножение может быть обусловлено как дырками с большой энергией, так и электронами примерно с одинаковой эффективностью.

Скорость ионизации α_i , определяемая как число электронно-дырочных пар, образуемых носителем при прохождении одного сантиметра в направлении электрического поля, может быть оценена, если известна ширина перехода¹⁵⁵. Этот коэффициент и поле в переходе могут быть оценены различными методами. Для кремния значения α_i , согласно разным оценкам, колеблются от $8 \cdot 10^2$ до $8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ для полей в 10^6 в/см . Теория данного явления была рассмотрена Вольфом¹⁵⁶, учитывавшим взаимодействие быстрых носителей с оптическими колебаниями решетки. Было предположено, что пороговая энергия образования пар быстрыми носителями примерно в два раза превышает ширину полосы запрещенных энергий.

Так как оба типа носителей способны вызывать ионизацию, мы видим, что дырки, образуемые электроном вдоль его пути, перемещаются в обратном направлении и могут в свою очередь образовать электронно-дырочные пары. Благодаря этому существует процесс, способный привести к лавинному пробое, подобному тому, который существует в газовом разряде. Эффект подобного рода ограничивает предельное напряжение, которое выдерживает $P-N$ -переход.

в) Ток Ценера

Лавинный пробой $P-N$ -перехода, обусловленный умножением числа носителей, зависит от ширины перехода, т. е. от пути, на котором носители могут ионизировать.

В более узких переходах для этого необходимы более сильные поля. Мак Эфи¹⁵⁷ обнаружил, что ток в направлении высокого сопротивления в очень узких $P-N$ -переходах в кристаллах германия быстро возрастает при достаточно высоких напряжениях и что это возрастание тока не обусловлено умножением числа носителей. Последний вывод был сделан на основании того факта, что добавочный ток, возникающий при освещении перехода, не зависел от приложенного напряжения.

Было предположено, что быстрое возрастание тока есть результат перехода электронов через область запрещенных энергий под влиянием сильных электрических полей; теория этого эффекта была дана Ценером¹⁵⁸. Согласно его теории плотность тока выражается формулой

$$j = \frac{e^2 Z}{2\pi a^2 \hbar} E e^{-\frac{\pi}{2} \frac{2m^{1/2} E g^{3/2}}{K \varepsilon}} \sim E e^{-\frac{\beta}{\varepsilon}}, \quad (17,7)$$

где Z — число электронов в валентной зоне на один атом и a^3 — атомный объем. Наблюдавшаяся зависимость тока от напряжения находилась в соответствии с приведенным выражением. Опыты с большим числом образцов германия с $P-N$ -переходами показали, что нарастание тока начиналось при полях около $2 \cdot 10^5$ вольт/см. Эта величина несколько ниже, чем следовало ожидать на основании формулы (17,7). Появлялись сообщения о наблюдении токов Ценера в $P-N$ -переходах в кремнии¹⁵⁹, однако, неясно, можно ли было в этих случаях считать исключительной возможность лавинного пробоя¹⁵⁵.

г) Ионизация нейтральных примесей

Герритсен¹⁶⁰ обнаружил при низких температурах между $20,4^\circ \text{K}$ и $13,5^\circ \text{K}$, что ток в образце германия p -типа растет более быстро, чем пропорционально приложенному напряжению при напряженностях поля, не превышавших 10 в/см. При 4°K и более низких температурах, как только электрическое поле достигало нескольких в/см, ток резко возрастал. Позднее Скляр и др.¹⁶¹ обнаружили резкое возрастание тока в образцах германия n - и p -типов при температуре жидкого гелия и объясняли этот эффект умножением числа носителей в результате ударной ионизации нейтральных примесей. При снижении температуры все большее число носителей, бывших свободными при более высоких температурах, оказывается связанным с атомами примеси. С другой стороны, время релаксации возрастает при снижении температуры, и свободные носители могут получить достаточную энергию в поле средней напряженности и освободить электроны или дырки, энергия ионизации которых невелика.

Райдер и др.¹⁶² измеряли ток в образце германия n -типа при трех различных температурах, именно при $12,1^\circ \text{K}$, $13,9^\circ \text{K}$ и $20,3^\circ \text{K}$. Отклонение от закона Ома, т. е. более быстрое, чем линейное, возрастание тока с увеличением поля, наблюдалось при напряженности поля в несколько вольт на сантиметр. Этот результат аналогичен наблюдавшемуся Герритсеном. При полях выше 20 в/см кривая, полученная при $20,3^\circ \text{K}$, дала зависимость вида $j \sim \varepsilon^{1/2}$. Согласно теории горячих носителей была построена кривая для области, в которой должна иметь место связь вида $\varepsilon^{1/2}$. Было предположено, что все атомы примеси ионизируются.

ваны. Сравнивая экспериментальную и теоретическую кривые, авторы получили оценку действительной степени ионизации активных примесей, оказавшейся равной приблизительно 50%. При очень слабых полях аналогичная оценка дала степень ионизации, равную 19%. Такие результаты показывают, что быстрый нелинейный рост тока при увеличении напряжения обусловлен скорее ионизацией примесей, чем ростом подвижности, как это ранее утверждалось¹⁶³.

18. Проводимость при низких температурах

По мере снижения температуры все большее число носителей оказывается связанным на примесных центрах.

Согласно формуле (4,5), обратная величина концентрации носителей и, следовательно, удельное сопротивление и коэффициент Холла должны

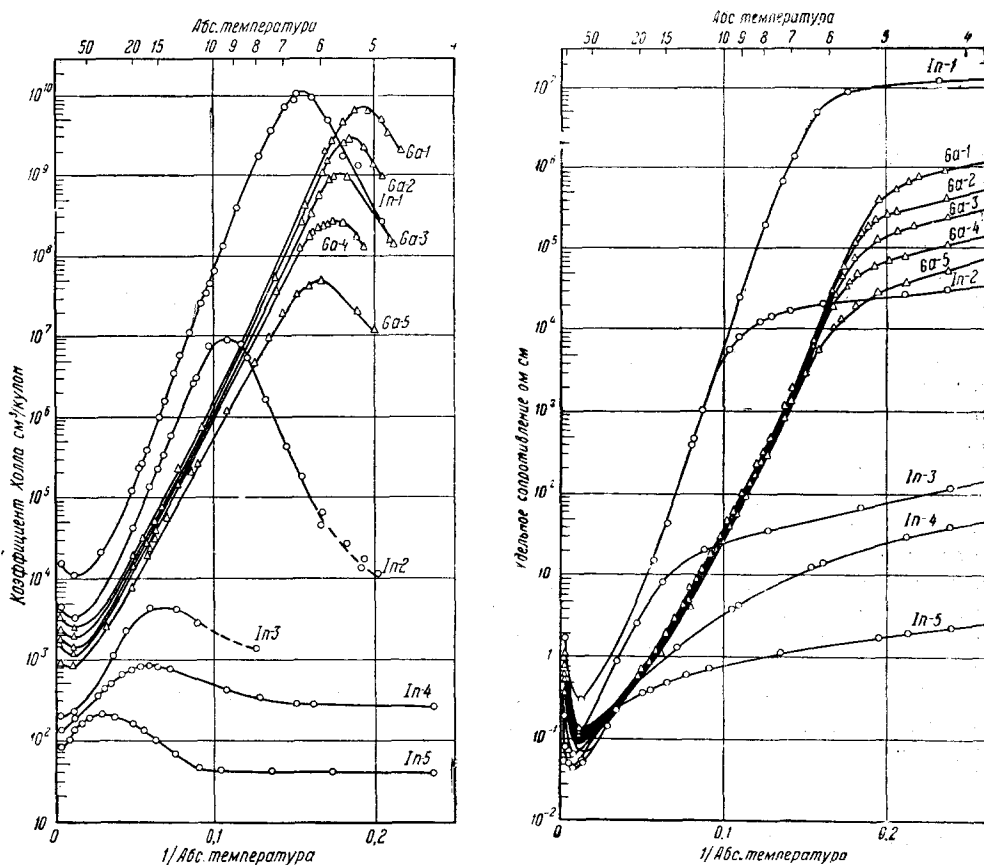


Рис. 14. Коэффициент Холла и удельное сопротивление как функции обратной температуры в германии *p*-типа с примесью галлия или индия [Н. Fritzsche, K. Lark-Horovitz, Physica 20, 834 (1954)].

возрастать приблизительно экспоненциально с $\frac{1}{T}$ при низких температурах. Кривые рис. 8 показывают такой ход в области низких температур. Однако Хунг и Глизман¹⁶⁵ обнаружили, что при достаточно низких температурах коэффициент Холла в германии достигает

максимума и затем падает с падением температуры, в то время как кривые ρ в зависимости от $\frac{1}{T}$ круто изгибаются, но продолжают медленно расти.

Подобная же кривая для удельного сопротивления была получена ранее Герритсеном¹⁶⁰.

Такая зависимость иллюстрируется кривыми рис. 14, взятыми из более поздней работы Фрицше и Ларк-Горовица¹⁶⁵. Максимум коэффициента Холла и изгиб кривых удельного сопротивления имеют место при различных температурах в разных образцах, при более высоких температурах для образцов с большей концентрацией примесей. Подобные результаты привели Хунга¹⁶⁶ к постулированию проводимости по примесным зонам, т. е. утверждению о том, что электроны и дырки в примесных состояниях способны обуславливать проводимость, но имеют гораздо меньшую подвижность, чем нормальные свободные носители.

Предполагая, что сумма числа нормальных свободных носителей и числа носителей в примесной зоне равна числу свободных носителей в области истощения, он нашел, что можно подобрать такое значение подвижности для примесной зоны, которое позволяет удовлетворить экспериментальным кривым для коэффициента Холла и удельного сопротивления. Было обнаружено, что это значение подвижности падает с уменьшением концентрации примеси.

Работа Хунга и Глизмана была продолжена Финлейсоном, Фрицше и Ларк-Горовицем¹⁶⁵. Последние авторы провели систематическое исследование монокристаллов германия *n*- и *p*-типов, содержавших различные концентрации примесей, вплоть до температуры 1,5° К. Были приняты меры для проверки того, что для слабых полей соблюдается закон Ома и что аномалии не являются результатом поверхностных или контактных явлений. Кроме того, авторы нашли, что ориентация кристалла и напряженность использовавшихся магнитных полей не могут существенно влиять на основные черты изучаемой аномалии, хотя и оказывают количественное влияние на кривые. В дополнение они обнаружили, что магнетосопротивление резко падает при прохождении коэффициента Холла через максимум. Этот результат согласуется с представлением о том, что носители переходят в примесную зону, где они имеют относительно малую подвижность. Однако из результатов следует, что первоначальная модель Хунга слишком проста и нуждается в усовершенствовании.

Аналогичный ход эффекта Холла был обнаружен Бушем и Лабхартом в SiC¹⁶⁷. Их результаты были также интерпретированы с точки зрения гипотезы проводимости по примесной зоне. Последние измерения на образцах поликристаллического¹⁶⁸ и монокристаллического¹⁶⁹ сурьмянистого индия также показали, что коэффициент Холла имеет максимум и кривая удельного сопротивления имеет изгиб вблизи температуры жидкого гелия. Эффект Холла в сернистом кадмии обнаруживает аналогичный максимум¹⁷⁰. В случае германия эффект наблюдался при концентрации примеси ниже 10^{15} см^{-3} . Среднее расстояние между атомами примеси при таких концентрациях значительно больше, чем радиусы орбит примесных состояний. Вследствие этого объяснить проводимость в примесных состояниях трудно.

Учет возбужденных примесных состояний¹⁷¹ не устраняет затруднений. Были сделаны попытки рассмотреть случайное распределение примесных атомов¹⁷². Теории, которую можно было бы применить для интерпретации данных опыта, еще нет.

19. Проводимость при высоких частотах

В случае, когда приложенное электрическое поле меняется со временем по закону

$$\varepsilon_x = \varepsilon_0 e^{i\omega t}, \quad (19,1)$$

решение уравнения Больцмана¹⁷³

$$\Delta f = \frac{1}{1 + i\omega\tau} \Delta f_1. \quad (19,2)$$

Здесь Δf_1 — решение для постоянного поля ε_0 , данное формулой (14.2). Согласно (14.1) плотность тока

$$i_x = -\frac{2}{(2\pi)^3} e^2 \left[\varepsilon_x \int \frac{\tau v_x^2}{1 + (\omega\tau)^2} \frac{\partial f_0}{\partial E} d\Omega_k - \frac{\partial \varepsilon_x}{\partial t} \int \frac{\tau^2 v_x^2}{1 + (\omega\tau)^2} \frac{\partial f_0}{\partial E} d\Omega_k \right]. \quad (19,3)$$

Последнее выражение можно записать как

$$j = \sigma \varepsilon + \alpha \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}. \quad (19,4)$$

Здесь α — вклад носителей в электрическую восприимчивость кристалла. Для невырожденного полупроводника, для которого f_0 задается классическим распределением, мы получаем

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{ne^2}{3kT} \left\langle \frac{\tau v^2}{1 + (\omega\tau)^2} \right\rangle, \\ \Delta K &= 4\pi\alpha = -4\pi \frac{ne^2}{3kT} \left\langle \frac{\tau^2 v^2}{1 + (\omega\tau)^2} \right\rangle, \end{aligned} \quad (19,5)$$

где ΔK — вклад носителей в диэлектрическую постоянную. Если время релаксации постоянно и не зависит от энергии, для всех носителей уравнения сводятся к

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\sigma_0}{1 + (\omega\tau)^2}, \\ \Delta K &= -\frac{4\pi\sigma_0\tau}{1 + (\omega\tau)^2}. \end{aligned} \quad (19,6)$$

В этом простом случае τ можно определить из K или σ/σ_0 . Если τ известно, эффективную массу можно определить из подвижности.

Для $\omega\tau \ll 1$ мы получаем

$$\Delta K = -4\pi \frac{ne^2}{3kT} \langle \tau^2 v^2 \rangle. \quad (19,7)$$

В случае, когда носители имеют скалярную эффективную массу, мы получаем, используя (14,7) и (14,21)

$$\Delta K = -4\pi \frac{ne^2}{m} \frac{\langle \tau^2 v^2 \rangle}{3kT} = -\frac{4\pi ne^2}{m} \mu |cR\sigma_0| \left(\frac{m}{e} \right)^2 = -\frac{4\pi}{e} \sigma_0^2 |cR| m.$$

Для германия и кремния p -типа можно сделать предположение о том, что присутствуют два типа дырок с эффективными массами m_1 и m_2 .

Складывая вклады от двух типов дырок, мы получаем

$$\Delta K = -\frac{4\pi}{e} \sigma_0^2 |cR| m_{hK}, \quad (19,8)$$

где

$$m_{hK} = \frac{n_1 m_1 \mu_1^2 + n_2 m_2 \mu_2^2}{n_1 \mu_1^2 + n_2 \mu_2^2}. \quad (19,9)$$

Для электронов проводимости и мультиэллипсоидальных поверхностей энергии ΔK можно представить тем же выражением, но где m_{hK} следует заменить ¹⁷⁴ на

$$m_{eK} = \frac{r+2}{2r+1} m_t, \quad (19,10)$$

где $r = \frac{m_t}{m_l}$. Зная проводимость при постоянном токе и коэффициент Холла, мы можем получить значение m_K , измеряя ΔK . Затем можно определить время релаксации, определяемое величиной m_K и подвижностью при постоянном поле,

$$\tau = \frac{\mu m_K}{e}. \quad (19,11)$$

В случае, если величиной $\omega\tau$ нельзя пренебречь, могут быть сделаны приближенные поправки.

Диэлектрическая постоянная K может быть определена путем измерений в микроволновой области с образцом подходящей толщины, установленным в волноводе. Величины K и σ могут быть определены на основании данных о затухании и сдвиге фазы волн, проходящих сквозь образец. Сравнивая значения K для образцов с разными концентрациями носителей, можно определить ΔK . Подобные измерения были проделаны для германия ¹⁷⁵⁻¹⁷⁹.

Используя волны длиной 1,24 см, Бенедикт и Шокли ¹⁷⁶ нашли

$$m_{eK} = 0,6 m_0, \quad \tau_e = 6,6 \cdot 10^{-9} T^{-1,5} \quad (19,12)$$

для электронов; для дырок Бенедикт получил ¹⁷⁷

$$m_{hK} = (0,3 \pm 0,13) m_0, \quad \tau_h = 3,6 \cdot 10^{-7} T^{-2,3}. \quad (19,13)$$

Измерения проводились в области температур от 300 до 160° К.

Д'Альтрой ¹⁷⁹ использовал трехсантиметровые волны и провел измерения в области от 300 до 20° К. Результаты, полученные им для образцов p -типа, находятся в хорошем согласии с (19,13); некоторые из образцов дали более низкие значения τ_h при 20° К, по-видимому, в результате рассеяния на примесях. Значения, полученные для m_{hK} при всех температурах, могут быть представлены как

$$m_{hK} = (0,34 \pm 0,06) m_0.$$

Значение m_{hK} близко к величине, большей из двух масс дырок, полученных для германия из опытов с циклотронным резонансом. Отношение концентраций двух типов дырок $p_1/p_2 = (m_1/m_2)^{3/2}$ согласно уравнениям (3,5) и (5,8). Если рассеяние дырок в каждой из зон происходит независимо от других зон, в выраженной валентной зоне, можно ожидать, что $\mu_1/\mu_2 = (m_2/m_1)^{5/2}$ для случая рассеяния колебаниями решетки, согласно (14,8). С другой стороны, было предположено, что времена между столкновениями примерно одинаковы для двух типов дырок; основанием служили ширины полос поглощения при циклотронном резонансе ¹⁸⁰. Таким образом, отношение подвижностей $\mu_1/\mu_2 = m_2/m_1$.

Значение отношения μ_1/μ_2 , выведенное Виллардсоном, Харманом и Биром ¹³⁵ в их работе, посвященной магнетосопротивлению в германии p -типа, также близко к m_2/m_1 . При таком соотношении подвижностей уравнение (19,9) дает

$$m_{hK} = \sqrt{m_1 m_2} = 0,12 m_0.$$

Экспериментальное значение больше приблизительно в 3 раза. Для германия n -типа эффективные массы, определенные из циклотронного резонанса, дают $m_{ек} = 0,16 m_0$. Это значение также намного меньше, чем экспериментальное значение, приводившееся в (19,12). Последние измерения Д'Альтроя на образцах n -типа дают значения $m_{ек}$, постепенно меняющиеся от $0,58 m_0$ при 300° К до примерно $0,2 m_0$ при 20° К . Значение, полученное при более высокой температуре, подтверждает (19,12), в то время как низкотемпературное значение близко к «циклотронной» эффективной массе. Напомним, что опыты с циклотронным резонансом проводились при температуре, близкой к температуре жидкого гелия. Температурная зависимость $m_{ек}$, по-видимому, указывает на то, что кривизна зоны проводимости в k -пространстве меняется с энергией. Этот вывод должен еще быть подтвержден другими экспериментами.

IV. РЕКОМБИНАЦИЯ И ЗАХВАТ НОСИТЕЛЕЙ

20. Р е к о м б и н а ц и я

Рассмотрим неравновесное распределение электронов между различными группами энергетических состояний. Неравновесным распределением является такое распределение, при котором концентрации свободных носителей и электронов в различных локализованных состояниях не соответствуют концентрациям при тепловом равновесии. Явления, обусловленные таким распределением, связаны с вопросами фундаментального значения; кроме того, эти явления важны в области практического применения полупроводников¹⁸¹. Мы будем иметь дело главным образом со статистикой переходов между различными состояниями, которые ведут к восстановлению равновесного распределения. Избыток электронов в локализованных состояниях можно рассматривать как состояния с захваченными электронами, тогда как недостаток можно рассматривать как состояния с захваченными дырками. Рассмотрим вначале простой случай, когда концентрация захваченных электронов и дырок пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией избыточных носителей. Следовательно, мы будем иметь дело только с электронно-дырочной рекомбинацией, оставляя более сложные явления захвата до следующего раздела.

Пусть R и G будут соответственно скоростями рекомбинации и генерации электронно-дырочных пар в единице объема в процессах, при которых сохраняется статистическое равновесие. Если концентрация носителей не соответствует равновесию, абсолютная скорость рекомбинации будет равна $(R-G)$. Экспериментально концентрацию носителей можно менять различными способами, например, электронно-дырочные пары можно создать, освещая образец, или инжектируя носители в образец через контакт с металлом. Изменение концентрации носителей можно обнаружить, измеряя проводимость образца. Для измерения локальных изменений концентрации могут быть использованы зонды. Часто для определения концентрации используются металлические острия, приведенные в контакт с образцом или p — n -переходом в образце. Обратный ток через такой выпрямитель очень чувствителен к концентрации неосновных носителей в полупроводнике. Абсолютную скорость рекомбинации можно определить из наблюдения исчезновения избыточных носителей со временем после прекращения фотовозбуждения или инжекции^{182, 183}. В некоторых экспериментах используется диффузия и дрейф избыточных носителей, которые создаются в одном участке образца и обнаруживаются в другом^{181, 184}. Скорость рекомбинации оценивается из зависимости сигнала от времени прохождения, которое можно варьировать изменением

расстояния между двумя контактными точками или изменением электрического поля. Для малых концентраций исчезновение избыточных носителей обычно экспоненциально со временем. Это процесс можно охарактеризовать постоянным временем жизни τ , определяемым из условия

$$\frac{1}{\tau} = -\frac{1}{\Delta n} \frac{dn}{dt} = \frac{1}{\Delta n} (R - G) = -\frac{1}{\Delta p} \frac{dp}{dt}, \quad (20,1)$$

где n и p являются обычными обозначениями концентрации электронов и дырок соответственно. Так как мы предполагаем, что захват электронов или дырок пренебрежимо мал, то $\Delta n = \Delta p$. При современном состоянии техники можно изготовить кристаллы германия, обладающие наивысшими временами жизни носителей, известными для полупроводников порядка 10^{-2} сек. Времена жизни для кристаллов кремния пока еще много меньше. Избыточные носители рекомбинируют также и на поверхностях образца¹⁸¹. Если скорость объемной рекомбинации мала, часто бывает трудно экспериментально определить время жизни носителей, не зависящее от поверхностного эффекта.

Поверхностная рекомбинация, которая сильно зависит от способа обработки поверхности, является в настоящее время объектом интенсивного изучения. Однако этот вопрос не рассматривается в данной статье.

а) Рекомбинационные процессы

Рассмотрим теперь физические процессы рекомбинации или генерации электронно-дырочных пар. В результате процесса рекомбинации освобождается энергия, приблизительно равная энергии, соответствующей ширине запрещенной полосы. Энергия может быть излучена в виде фононов, или передана другому электрону или кристаллической решетке. Для того чтобы передать энергию колебаниям решетки, необходимо одновременно возбудить много фононов, так как энергия запрещенной зоны примерно в 20 раз больше максимальной энергии фонона; следовательно, вероятность такого процесса должна быть очень малой. Рекомбинация, как результат передачи энергии другому электрону, является обратным процессом создания электронно-дырочных пар носителями с высокой энергией. В соответствии с принципом детального равновесия, при равновесии скорости двух процессов равны. Мы можем оценить порядок величины скорости генерации следующим образом. Минимальное количество энергии, необходимой носителю для того, чтобы вызвать появление электронно-дырочной пары при столкновении, приблизительно в полтора раза больше ширины запрещенной полосы, т. е. равно $1,5 E_g$.

Этот результат является следствием законов сохранения энергии и моментов. Вульф¹⁸⁵, оценивая среднюю длину свободного пробега между столкновениями, при которых образуются пары, находит, что ее величина порядка 10^{-7} см. Частота таких столкновений, следовательно, составляет около 10^{15} сек⁻¹. С другой стороны, концентрация носителей, обладающих энергией, близкой к пороговой, будет выражаться следующим образом: $n_0 e^{-1,5 E_g / kT}$. Следовательно, при равновесии скорости электронно-дырочной генерации или рекомбинации

$$R_0 = G_0 \sim 10^{15} n_0 e^{-\frac{1,5 E_g}{kT}} \text{ сек}^{-1} \text{ см}^{-3}. \quad (20,2)$$

Это гораздо меньше, чем скорость комбинации, сопровождаемой излучением, оцененная выше.

Скорость рекомбинации, сопровождаемой излучением фотона, была оценена Розбруком и Шокли¹⁸⁶ на основании скорости возбуждения

электронно-дырочных пар тепловым излучением. Для фотонов с энергиями, превышающими ширину запрещенной полосы, квантовый выход возбуждения может быть принят за единицу¹⁸⁷. Следовательно, при равновесии

$$R_0 = G_0 = \int_0^{\infty} P(\nu) \rho(\nu) d\nu, \quad (20,3)$$

где $\rho(\nu)d\nu$ — плотность фотонов в кристалле в области $d\nu$ и $P(\nu)$ — вероятность того, что фотон будет поглощен, отнесенная к единице времени. Для теплового излучения $\rho(\nu)$ в среде с показателем преломления η

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \eta^3 \frac{\frac{d \ln \eta}{d \ln \nu}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (20,4)$$

Кроме того,

$$P(\nu) = \alpha v_g = \alpha \frac{c}{\eta} \frac{d \ln \nu}{d \ln \eta}, \quad (20,5)$$

где α — коэффициент поглощения и v_g — групповая скорость.

Следовательно,

$$G_0 = \frac{8\pi}{c^2} \int_0^{\infty} \alpha \eta^3 \nu^2 (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)^{-1} d\nu. \quad (20,6)$$

Низкочастотный предел ν_i для фундаментального поглощения рассматривался в разделе 10. В (20,6), хотя α и растет с ростом частоты, подынтегральное выражение быстро уменьшается из-за экспоненциального члена. Используя экспериментально полученные оптические константы, ван Розбрук и Шокли оценили G_0 для германия при температуре 300° К

$$G_0 = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}. \quad (20,7)$$

Скорость генерации не чувствительна к концентрации носителей, и ее можно считать постоянной для данной температуры. При предположении о том, что энергетическое распределение электронов и дырок не изменяется, скорость рекомбинации оказывается пропорциональной произведению концентраций электронов и дырок. Следовательно,

$$R - G = G_0 \left(\frac{np}{n_0 p_0} - 1 \right), \quad (20,8)$$

и для малых изменений концентрации носителей

$$\tau = \frac{\Delta n}{R - G} = \frac{\Delta p}{R - G} \sim \frac{n_0 p_0}{(n_0 + p_0) G_0}. \quad (20,9)$$

Для образцов германия с удельным сопротивлением 10 ом см при температуре 300° К τ равно 0,22 сек. Эту величину следует сравнивать с экспериментальной величиной порядка 10^{-2} сек. Следовательно, в кристаллах, изготавливаемых в настоящее время, существуют более вероятные процессы рекомбинации, чем рекомбинация с излучением фотонов. Тем не менее, при инъекции избыточных носителей экспериментально наблюдается излучение¹⁸⁸. Интенсивность излучения растет с уровнем инъекции, и, как следовало ожидать, спектральное распределение имеет острый пик вблизи границы области поглощения. Более того, пик сдвигается с уменьшением температуры в сторону более коротких длин волн,

как и граница полосы поглощения. Эти особенности указывают на то, что наблюдаемое излучение есть следствие рекомбинации электронов и дырок.

Мы до сих пор рассматривали рекомбинационные процессы в идеальном кристалле. На рекомбинацию могут оказывать влияние нарушения кристаллической решетки. В частности, связанные с примесями локализованные состояния могут являться промежуточной ступенью рекомбинации. Электроны из зоны проводимости могут попасть в пустые локализованные состояния, а дырки в валентной зоне могут заполняться электронами из локализованных состояний. Такой механизм был рассмотрен Холлом¹⁸⁹, а детальная разработка статистики была проведена Шокли и Ридом¹⁹⁰. Локализованные состояния можно охарактеризовать четырьмя параметрами: концентрацией N , энергетическим уровнем E_t , скоростью захвата электрона из зоны проводимости пустой ловушкой при единичной концентрации электронов и скоростью захвата дырки, занятой ловушкой из валентной зоны при единичной концентрации дырок¹⁹¹. Выраженная через эти параметры абсолютная скорость рекомбинации в условиях равновесия будет иметь следующий вид:

$$R - G = \frac{np - n_i^2}{\frac{1}{r_v N} (n + n_1) + \frac{1}{r_c N} (p + p_1)}, \quad (20,10)$$

где n_1 и p_1 — концентрации электронов и дырок, соответствующие уровню Ферми при E_t . Если изменение концентрации электронов в локализованных состояниях пренебрежимо мало по сравнению с концентрацией избыточных носителей, то единственное влияние локализованных состояний проявляется в росте электронно-дырочной рекомбинации. Это условие выражается неравенством (21,6). Пока мы будем предполагать, что осуществляется это условие. Тогда $\Delta n = \Delta p$, и когда Δn мало, мы получим для времени жизни избыточных носителей следующее выражение:

$$\tau = \frac{\Delta n}{R - G} \sim \left(\frac{p_0 + p_1}{r_c N} + \frac{n_0 + n_1}{r_v N} \right) (n_0 + p_0). \quad (20,11)$$

Параметры r_c и r_v могут быть выражены через средние величины поперечных сечений захвата электронов и дырок центром рекомбинации A_e и A_h ¹⁹⁶:

$$r_c = v_e A_e, \quad r_v = v_h A_h, \quad (20,12)$$

где v — тепловая скорость.

б) Экспериментальные результаты

Бартон и другие¹⁹² исследовали время жизни носителей в кристаллах германия с различными количествами введенных примесей Sb и In. Результаты, полученные для кристаллов n - и p -типов, содержащих различные концентрации носителей, можно было описать уравнением (20, 11), используя отдельные величины для каждого $r_c N$ и $r_v N$ и отношение $r_v/r_c = 10$. Энергетический уровень E_t , определенный таким образом, близок к середине запрещенной зоны, так как он должен находиться в пределах 0,054 эВ от уровня Ферми в собственном полупроводнике. Эти результаты можно рассматривать как проверку уравнения (20, 11), подразумевая при этом, что различные кристаллы содержат одинаковые концентрации центров рекомбинации одного и того же типа. Очевидно, что примеси Sb и In не являются центрами рекомбинации в кри-

сталлах. Измерения времени жизни носителей в зависимости от температуры были описаны Холлом¹⁸⁹ и Фэном, Навоном и Джебби¹⁹³ для образцов германия *n*- и *p*-типов. В противоположность тому, чего можно было бы ожидать для процесса рекомбинации в идеальном кристалле, в образцах с высоким удельным сопротивлением измеряемое время жизни обычно уменьшается с уменьшением температуры. Более сильную температурную зависимость обнаруживают образцы *n*-типа. Результаты можно описать уравнением (20, 11), полагая $r_v > r_c$ и что E_i близко к середине запрещенной зоны. Температурная зависимость времени жизни в образцах *p*-типа указывает на то, что r_c растет с уменьшением температуры.

Работа Бартона и других¹⁹² показывает, что медь и никель обуславливают появление центров рекомбинации в германии. В кристаллы, содержащие различные количества индия и сурьмы, было добавлено определенное количество меди или никеля. Свойства центров рекомбинации, появляющихся при введении меди и никеля, были получены с помощью уравнения (20, 11) путем сравнения времени жизни, наблюдаемого в этих кристаллах с такой же концентрацией носителей, но не содержащих добавок Ni или Cu. Для обеих примесей, для которых известно из измерений удельной проводимости и коэффициента Холла, что они имеют такой энергетический уровень, было найдено что E_i было близко к середине запрещенной зоны. Оцененные сечения захвата для никеля имеют следующие значения: $A_e = 0,8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $A_h > 40 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ и для меди $A_e = 0,1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ и $A_h = 1,0 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Как E_i , так и отношение A_h/A_e для примесей близко совпадают с результатами, полученными для кристаллов, не содержащих специально добавленного никеля или меди. Оценено, что загрязнение никелем порядка $10^{12} \text{ атомов/см}^3$ или медью порядка $10^{13} \text{ атомов/см}^3$ было бы достаточным, чтобы объяснить результаты, полученные для кристаллов.

Тайлер и другие¹⁹⁴ нашли, что примеси железа и кобальта также уменьшают время жизни носителей в германии при конечной температуре. Было найдено, что сечение захвата центрами рекомбинации, соответствующее железу, было порядка 10^{-15} см^2 как для электронов, так и для дырок¹⁹⁵. Найдено, что рекомбинация в германии зависит от наличия дефектов кристаллической решетки. Время жизни носителей уменьшается при нагревании кристаллов до температуры выше 500° К и быстром охлаждении^{182, 196}. Для того чтобы наблюдать этот эффект, необходимо обратить внимание на то, чтобы избежать возможности загрязнения образца медью, так как медь при повышенной температуре быстро диффундирует в германий и может ввести центры рекомбинации, которые создадут кажущийся эффект закалки. Однако медь вводит также акцепторные уровни и воздействует на концентрацию носителей. Было найдено, что образец *n*-типа, нагретый и охлажденный таким образом, чтобы исключить присутствие меди на поверхности, обнаружил большое понижение времени жизни без заметного изменения концентраций носителей. С другой стороны, подобный же образец, содержащий медь на поверхности, обнаружил значительное изменение концентрации носителей, но меньшее понижение времени жизни¹⁹³, когда он был нагрет таким образом и медленно охлажден. Таким путем было отчетливо показано, что тепловое охлаждение вводит дефекты решетки, которые являются эффективными рекомбинационными центрами. Пластическая деформация также понижает время жизни носителей¹⁹⁷. Пирсон и другие¹⁹⁸ нашли, что время жизни носителей в кристаллах германия *n*- и *p*-типов было понижено от 300 мксек до величины, меньшей 1 мксек при изгибе при температуре 650° С , при котором вводилось около $3 \cdot 10^6 \text{ см}^2$ дислокаций.

В контрольных образцах, которые были нагреты, но не деформированы, время жизни падало только до 50 мксек.

По-видимому, даже в самых лучших кристаллах германия и кремния, выращенных в настоящее время, рекомбинация определяется несовершенствами структуры кристалла, которыми являются либо примеси, либо дефекты решетки.

21. Явления захвата

Когда концентрация электронов n_t в локализованных состояниях отклоняется от своей равновесной величины, концентрация захваченных электронов равна Δn_t . Если $\Delta n_t < 0$, мы можем говорить о захвате дырок, имеющих концентрацию $\Delta p_t = -\Delta n_t$. Можно показать, что в условиях равновесия величина Δp_t связана с концентрацией свободных носителей^{191, 193} следующим уравнением:

$$\Delta p_t = \frac{r_v n_{t0} \Delta p - r_c p_{t0} \Delta n}{\frac{1}{\tau_f} + r_c \Delta n + r_v \Delta p}, \quad (21,1)$$

где

$$\frac{1}{\tau_f} = r_c (n_0 + n_1) + r_v (p_0 + p_1), \quad (21,2)$$

$$p_t = N - n_t. \quad (21,3)$$

Обозначения, использованные здесь, те же самые, что и в уравнении (20,11); индекс «0» относится к уровню равновесия. Условие электрической нейтральности дает

$$\Delta n = \Delta p + \Delta p_t. \quad (21,4)$$

Удельная проводимость выражается следующей формулой:

$$\Delta \sigma = e (\mu_e \Delta n + \mu_h \Delta p) = e (\mu_e + \mu_h) \Delta p + e \mu_h \Delta p_t. \quad (21,5)$$

Влияние захвата становится заметным, когда отношение $\Delta n / \Delta p$ заметно отличается от единицы. Условиями этого являются неравенства

$$p_{t0} > n_0 + n_1 + \frac{r_v}{r_c} (p_0 + p_1) \quad (21,6)$$

или

$$n_{t0} > p_0 + p_1 + \frac{r_c}{r_v} (n_0 + n_1).$$

Если параметры r_c и r_v локализованных состояний почти одинаковы по величине, заметный захват носителей происходит только тогда, когда концентрация локализованных состояний сравнима или превышает концентрацию основных носителей. Однако локализованные состояния, для которых $r_v \gg r_c$ в образце n -типа, или локализованные состояния, для которых $r_c > r_v$ в образце p -типа, могут обуславливать явление захвата при гораздо меньших концентрациях. Другими словами, захват будет происходить при малых концентрациях ловушек, если отношение сечения захвата неосновных носителей к сечению захвата основных носителей велико.

Экспериментальные результаты

Явления захвата наблюдаются в кристаллах германия n -типа при температурах около 200° К и ниже. Захват также наблюдался в кристаллах p -типа^{183, 193, 199-201}. Захват можно наблюдать при комнатной

температуре в кристаллах кремния как n -, так и p -типа^{202, 203}. Обычно захватываются неосновные носители. Локализованные состояния, ответственные за наблюдаемый захват, обычно мало влияют на рекомбинацию свободных электронов и дырок. Рекомбинация может определяться другими локализованными состояниями, которые действуют как рекомбинационные центры. Если Δn не равно Δp из-за захвата, время жизни носителей, связанное с рекомбинацией, определяемой уравнением (21,1), различается для электронов и дырок. Однако достаточно рассматривать рекомбинационное время жизни неосновных носителей, τ_r . В следующих параграфах мы рассмотрим различные явления, связанные с захватом. Для определенности предположим, что образец имеет электронную проводимость.

Фотопроводимость. Стационарный случай

Если электронно-дырочные пары образуются под действием освещения образца, то добавочная проводимость образца $\Delta\sigma$ растет пропорционально интенсивности света в отсутствии захвата до тех пор, пока $\Delta\sigma \ll \Delta\sigma_0$. Это справедливо, например, в обыкновенных кристаллах германия при комнатной температуре. При наличии захватов $\Delta\sigma$ может насыщаться с ростом интенсивности света, так как дырочные ловушки заполняются. В стационарных условиях концентрация свободных дырок дается следующим равенством:

$$\Delta p = L\tau_r, \quad (21.7)$$

где L — скорость генерации электронно-дырочных пар светом. Для захватывающих состояний ловушек, для которых $r_c \ll r_v$, выражение (21,1) для концентрации захваченных дырок приводит к следующему:

$$\Delta p_l = n_{l0} \frac{L}{\frac{1}{r_v} \tau_r + L}, \quad (21.8)$$

когда $\Delta\sigma \ll \sigma_0$. Отсюда видно, что Δp_l достигает максимальной величины n_{l0} при достаточно больших интенсивностях света. Согласно уравнению (21,5) $\Delta\sigma$ состоит из двух компонентов. Компонент, связанный с Δp , пропорционален интенсивности света, а компонент, соответствующий Δp_l , насыщается. Такое поведение образца наблюдалось в германии n -типа при низких температурах^{183, 193}. Насыщение $\Delta\sigma$ наблюдалось также в кристаллах кремния при комнатной температуре²⁰³.

Затухание фотопроводимости

Если возбуждающий свет выключить, то количество избыточных свободных дырок уменьшается в результате их рекомбинации с электронами. Захваченные дырки освобождаются, пополняя число свободных дырок, и в свою очередь рекомбинируют с электронами. Число захваченных дырок может также уменьшаться непосредственно путем рекомбинации их с электронами. С уменьшением температуры рекомбинация в ловушках может становиться более значительной, чем освобождение дырок, которое соответствует тепловому возбуждению электронов из валентной зоны в пустые ловушки. Для слабого возбуждения, такого, когда Δp_l далеко от насыщения, затухание должно описываться двумя экспоненциальными членами, обладающими следующими константами^{191, 193}:

$$\alpha_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_f} + \frac{1}{\tau_t} \right) \pm \left[\frac{1}{4} \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_f} + \frac{1}{\tau_t} \right)^2 - \left(\frac{1}{\tau_r \tau_f} + \frac{1}{\tau_c \tau_t} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (21,9)$$

где τ_r — рекомбинационное время жизни для свободных дырок, τ_i определяется уравнением (21,2) и

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\tau_i} &= r_v n_{i0}, \\ \frac{1}{\tau_c} &= r_c (n_0 + n_1). \end{aligned} \right\} \quad (21,10)$$

В уравнении (21,10) τ_i есть время, необходимое для захвата свободной дырки, τ_i есть время жизни захваченных дырок, которое должно наблюдаться, если свободные носители имеют равновесную концентрацию, и τ_c есть время жизни захваченных дырок, соответствующее только рекомбинации с электронами в зоне проводимости. При специальных условиях²⁰³ можно получить решение для случая сильного возбуждения.

Экспериментально наблюдаемое $\Delta\sigma$ сначала резко падает. За этим следует медленное затухание^{183, 200}. Часто насыщение ловушек возможно только при достаточном освещении. Так как влияние захвата в этом случае «тушится», то $\Delta\sigma$, связанное с добавочным освещением, может обнаруживать только экспоненциальное затухание, соответствующее рекомбинационному времени жизни свободных носителей τ_r . Присутствие различных ловушек в образце можно легко обнаружить, если число захваченных носителей убывает с сильно различными скоростями. Таким образом в образцах кристаллов кремния *p*-типа были найдены при комнатной температуре два вида ловушек²⁰³. Изменяя интенсивность освещения, можно ослабить влияние одного или обоих видов ловушек.

Дрейф избыточных носителей

Для измерения скорости дрейфа в образец в одной точке вводится путем инъекции импульс избыточных носителей. Избыточные носители перемещаются под действием электрического поля, приложенного к образ-

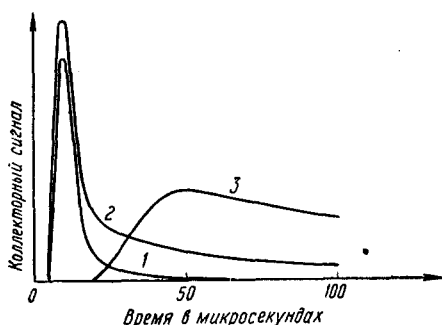


Рис. 15. Импульсы коллекторного тока: кривая 1 получена при заполнении ловушек подсветкой; кривая 2 — без подсветки, при сильном инжектируемом импульсе; кривая 3 — без подсветки, при слабом инжектируемом импульсе (кривые сняты Р. Брэем).

цу. Их прибытие в некоторую точку на пути дрейфа регистрируется с помощью коллектора. Без учета захватов время перемещения определяется скоростью дрейфа; длительность собираемого импульса только незначительно больше, чем длительность импульса инъекции, так как растекание избыточных носителей в течение времени пролета незначительно. Если в образце присутствуют ловушки, то такое рассмотрение верно только в том случае, когда действие захватов уменьшается достаточно интенсивным освещением. Этот эффект иллюстрируется кривой 1 на рис. 15 для образца германия *n*-типа. Измерения были проведены при температуре около

100°К. Кривая 3 показывает коллекторный сигнал, полученный без учета влияния освещения на захват. Движение избыточных носителей замедляется и продолжается гораздо большее время^{193, 199, 201}. Подобное явление наблюдалось также в кристаллах кремния при комнатной температуре^{191, 202, 203}. Это явление обусловлено захватом носителей по пути.

Носители могут быть несколько раз захвачены, освобождены и снова захвачены, прежде чем достигнут коллектора. Если среднее время, требуемое для захвата носителей, меньше, чем время свободного дрейфа к коллектору, то коллекторный сигнал достигает максимума при времени¹⁹¹

$$t = \frac{t_d (\tau_f + \tau_i)}{\tau_i} \quad (21,11)$$

вместо времени перехода при свободном дрейфе t_d , которое используется для определения подвижности дрейфа. Задержка сигнала для больших инжектируемых импульсов, которые создают большое количество избыточных носителей для насыщения ловушек вдоль своего пути, меньше. Кривая 2 на рисунке показывает коллекторный сигнал, полученный при сильной инжекции. Максимального значения кривая достигает при том же времени, что в случае кривой 1, где влияние захвата уменьшается светом. Однако у кривой имеется длинный хвост, обусловленный «расползанием» захваченных носителей.

В таблице VI представлены данные, полученные из анализов экспериментальных результатов на основе стационарного значения и нестационарного затухания фотопроводимости^{193, 203}. Величины N являются фактически концентрациями эффективных ловушек. Так как захватываются неосновные носители, то эффективными ловушками являются состояния, нормально занятые электронами: для образца n -типа состояния с концентрацией n_{t0} , для образца p -типа — p_{t0} . Постоянная времени τ_{∞} определялась в конце затухания. Для слабого возбуждения τ_{∞} должно быть обратно величине α_r , данной уравнением (21,9). Сечения захвата для неосновных и основных носителей соответственно равны $A_{\text{неосн}}$ и $A_{\text{основн}}$. Данные приведены для образцов германия, для двух различных температур. В образце кремния при комнатной температуре наблюдалось два вида ловушек. Они обуславливают две совершенно различные постоянные времени τ_{∞} . Интересно отметить, что $A_{\text{основн}}$ по порядку величины

Таблица VI

Свойства захватывающих состояний (ловушек) в кристаллах германия n -типа при двух температурах *) и в кристаллах кремния p -типа при комнатной температуре **)

Образец	Т°К	N см ⁻³	E_t эв	τ_r мксек	τ_{∞} сек	A_{\min} (неосн.) см ²	A_{\max} (осн.) см ²
Германий n -типа $n_0 = 1,4 \cdot 10^{14}$ см ⁻³	213	$3,7 \cdot 10^{11}$	0,34	7,9	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-14}$	$3,1 \cdot 10^{-18}$
	107	$3,3 \cdot 10^{12}$	—	2,4	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-15}$	$2,5 \cdot 10^{-19}$
Кремний p -типа $0,073$ (ом·см) ⁻¹	Комнатн. температур.	$2 \cdot 10^{12}$		33	10^{-2}	$4 \cdot 10^{-13}$	Малое
	Комнатн. температур.	$1 \cdot 10^{13}$			260	10^{-13}	Малое
		134					

*) H. Y. Fan, D. Navon and H. A. Gebbie, Physica 20, 855 (1954).

**) I. A. Hornbeck and J. R. Haynes, Phys. Rev. 97, 311 (1955).

меньше $A_{\text{неосп.}}$. Как мы уже указывали, в связи с уравнением (21,6) это свойство соответствует захвату, когда N гораздо меньше концентрации основных носителей. Большое различие в сечениях захвата может быть следствием того, что захватывающие центры могут иметь электрический заряд. Например, если центр заряжен отрицательно, когда захватывающее состояние пусто, он будет отталкивать проводящие электроны и уменьшать сечение захвата; с другой стороны, центр, когда захватывающее состояние заполнено, получит двойной отрицательный заряд. Это выгодно для захвата свободных дырок. Различие будет увеличиваться, если центр будет иметь более высокий заряд. Хорнбек и Хейнс²⁰³ получили интересные данные о механизме захвата основных носителей в кремнии p -типа. Изучая эффекты захвата в образцах с различной проводимостью, они пришли к заключению, что скорость захвата пропорциональна квадрату концентрации дырок.

Ряд примесей, таких как железо^{194, 195}, кобальт¹⁹⁴ и медь¹⁹³, вызывает явление захвата в германии при низких температурах. Эти примеси, которые имеют более одного уровня в запрещенной полосе, также увеличивают скорость рекомбинации электронов и дырок при комнатной температуре. Термическая обработка (закалка) увеличивает влияние захватов в германии¹⁹³; более того, явления захвата в кремнии чувствительны к термической обработке кристалла²⁰⁴. Дефекты решетки в германии, созданные бомбардировкой электронами высокой энергии, также вызывают явления захвата²⁰⁵. Изучение процессов рекомбинации и захвата будет важным вкладом в исследовании нарушений решетки.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. E. Straumanis and E. Z. Aka, J. Appl. Phys. **23**, 330 (1952).
2. W. L. Bond, W. P. Mason, H. J. McSkimin, K. M. Olsen and G. K. Teal, Phys. Rev. **78**, 176 (1950).
3. H. J. McSkimin, W. L. Bond, E. Buehler and G. K. Teal, Phys. Rev. **83**, 1080 (1951).
4. R. W. Hill and D. H. Parkinson, Phil. Mag. [7] **43**, 309 (1952); I. Estermann and J. R. Whitman, J. Chem. Phys. **20**, 972 (1952); P. H. Keesom and N. Pearlman, Phys. Rev. **85**, 730 (1952).
5. N. Pearlman and P. H. Keesom, Phys. Rev. **88**, 398 (1952); см. также ссылку 98.
6. S. Critesen and F. Simon, Zeits. phys. Chem. **B25**, 273 (1934).
7. H. M. J. Smith, Phil. Trans. Roy. Soc. **A241**, 105 (1948).
8. Y. C. Hsieh, Phys. Rev. **85**, 730 (1952).
9. P. H. Keesom and N. Pearlman, Phys. Rev. **91**, 1347 (1953).
10. R. C. Lord, Phys. Rev. **87**, 140 (1952); R. J. Collins and H. Y. Fan, Phys. Rev. **86**, 648 (1952); E. Burstein and J. J. Oberly, Phys. Rev. **78**, 642 (1950).
11. R. Robertson, J. J. Fox and A. E. Martin, Phil. Trans. Roy. Soc. **A463** (1934); D. E. Blackwell and G. B. M. Sutherland, J. Chem. Phys. **46**, 9 (1949).
12. R. J. Collins and H. Y. Fan, Phys. Rev. **93**, 674 (1954).
13. Cf. M. Lax and E. Burstein, Phys. Rev. **97**, 39 (1955).
14. H. Y. Fan and M. Becker in «Semi-conducting Materials» (изд. K. Henisch), стр. 132. Academic Press, New York, 1951; M. Becker and H. Y. Fan, Phys. Rev. **76**, 1530 (1949).
15. K. Lark-Horovitz and K. W. Meissner, Phys. Rev. **76**, 1530 (1949).
16. H. B. Briggs, Phys. Rev. **77**, 287 (1950).
17. D. Rank and D. Cronmeyer, Phys. Rev. **90**, 203 (1953).
18. R. J. Collins, Ph. D. thesis, Purdue University, Lafayette, Indiana, 1953 (не опубликовано).
19. T. S. Benedict and W. Shockley, Phys. Rev. **89**, 1152 (1953); F. A. D'Altroy and H. Y. Fan, Proc. Natl. Electronics Conf. **8**, 522 (1952).
20. W. C. Dunlap, Jr., and R. L. Watters, Phys. Rev. **92**, 1396 (1953).
21. G. Busch and E. Mooser, Helv. Phys. Acta **26**, 611 (1952); F. Seitz, Modern Theory of Solids, McGraw-Hill, New York, 1940; H. Fröhlich, Elektronentheorie der Metalle. Springer, Berlin, 1936.

22. International Critical Tables, McGraw-Hill, New York.
23. D. K. Stevens and J. H. Crawford, Jr., Phys. Rev. **92**, 1065 (1953); J. H. Crawford, Jr. and D. K. Stevens, Phys. Rev. **94**, 1415 (1954).
24. G. Busch and N. Helfer, Helv. Phys. Acta **27**, 201 (1954).
25. A. M. Portis, A. F. Kip and C. Kittel, Phys. Rev. **90**, 988 (1953).
26. R. C. Fletcher, W. A. Yager, G. L. Pearson, A. N. Holden, W. T. Read and F. R. Merritt, Phys. Rev. **94**, 1392 (1954); R. C. Fletcher, W. A. Yager, G. L. Pearson and F. R. Merritt, Phys. Rev. **95**, 844 (1954).
27. J. F. Mullaney, Phys. Rev. **66**, 326 (1944).
28. D. K. Holmes, Phys. Rev. **87**, 782 (1952).
29. F. Herman and J. Callaway, Phys. Rev. **89**, 518 (1953).
30. F. Herman, Physica **20**, 801 (1954); см. также D. P. Jenkins, Physica **20**, 967 (1954).
31. W. Shockley, Phys. Rev. **90**, 491 (1953).
32. G. Dresselhaus, A. F. Kip and C. Kittel, Phys. Rev. **92**, 827 (1953).
33. G. L. Pearson and H. Suhl, Phys. Rev. **83**, 768 (1951); W. Shockley, Phys. Rev. **78**, 173 (1950).
34. B. Lax, H. J. Zeiger, R. N. Dexter and E. S. Rosenblum, Phys. Rev. **93**, 1418 (1954).
35. R. N. Dexter, B. Lax, A. F. Kip and G. Dresselhaus, Phys. Rev. **96**, 222 (1954).
36. R. N. Dexter, H. J. Zeiger and B. Lax, Phys. Rev. **95**, 557 (1954).
37. R. N. Dexter and B. Lax, Phys. Rev. **96**, 223 (1954).
38. G. Dresselhaus, A. F. Kip and C. Kittel, Phys. Rev. **95**, 568 (1954).
39. R. J. Elliott, Phys. Rev. **96**, 266 (1954).
40. Автор весьма благодарен д-ру Кану за предоставление рукописи статьи, посвященной этим вычислениям; эта статья должна появиться в Phys. Rev.
41. W. Kaiser, R. J. Collins and H. Y. Fan, Phys. Rev. **91**, 1380 (1953); H. B. Briggs and C. Fletcher, Phys. Rev. **91**, 1342 (1953).
42. F. Herman, Phys. Rev. **95**, 847 (1954).
43. Измерения, произведенные в Purdue University, приведены в книге Н. С. Torrey and C. A. Whitmer, Crystal Rectifiers, стр. 61. McGraw-Hill, New York, 1948. Результаты цитированы по NDRC Rept. № 14—585, март 1942—ноябрь 1945, K. Lark-Horovitz.
44. G. L. Pearson and J. Bardeen, Phys. Rev. **75**, 865 (1949).
45. P. H. Miller, Jr. and J. Taylor, Phys. Rev. **76**, 179 (1949).
46. H. H. Hall, J. Bardeen and G. L. Pearson, Phys. Rev. **84**, 129 (1951).
47. J. Bardeen and W. Shockley, Phys. Rev. **80**, 72 (1950).
48. W. Paul and H. Brooks, Phys. Rev. **94**, 1128 (1954).
49. H. Y. Fan, Phys. Rev. **82**, 900 (1951).
50. L. H. Hall, J. Bardeen and F. J. Blatt, Phys. Rev. **95**, 559 (1954).
51. H. Y. Fan, M. L. Shepherd and W. Spitzer, Статья доложена на конференции по фотопроводимости в Atlantic City, ноябрь 1954; будет напечатана в материалах конференции. H. M. James, Статья будет опубликована там же.
52. W. Spitzer, C. O. Bennett and H. Y. Fan, Bull. Am. Phys. Soc. **29**, 7, 13 (1954).
53. В примечании к работе, приведенной под номером 51, H. Brooks указывает на работу по германию и кремнию, выполненную в Гарвардском университете и лаборатории Линкольна; P. H. Brooks отмечает работу по германию в Университете Пенсильвании.
54. F. J. Morin and J. P. Maita, Phys. Rev. **94**, 1525 (1954).
55. F. J. Morin and J. P. Maita, Phys. Rev. **96**, 28 (1954).
56. J. A. Burton, Physica **20**, 845 (1954).
57. G. L. Pearson, J. D. Struthers and H. C. Theuerer, Phys. Rev. **75**, 344 (1949).
58. J. W. Cleland, K. Lark-Horovitz and J. C. Pigg, Phys. Rev. **78**, 814 (1950).
59. G. K. Teal and J. B. Little, Phys. Rev. **78**, 647 (1950); G. K. Teal, M. Sparks, E. Buehler, Phys. Rev. **81**, 637 (1951); G. K. Teal and Buehler, Phys. Rev. **87**, 190 (1952); L. Roth and W. E. Taylor, Proc. IRE, **40**, 1338 (1952).
60. P. H. Keck and M. J. E. Golay, Phys. Rev. **89**, 1297 (1953).
61. C. S. Fuller, J. D. Struthers, J. A. Ditzenberger and K. B. Wolfstirn, Phys. Rev. **93**, 1182 (1954).
62. C. D. Thurmond and J. D. Struthers, J. Phys. Chem. **57**, 831 (1953).
63. W. G. Pfann, J. Metals **4**, 747 (1952); W. G. Pfann and K. M. Olson, Phys. Rev. **89**, 322 (1953).
64. W. C. Dunlap, Jr., Phys. Rev. **94**, 1531 (1954).

65. H. Letaw, Jr., L. M. Slifkin and W. M. Portnoy, Phys. Rev. **93**, 892 (1954).
66. C. S. Fuller, Phys. Rev. **86**, 136 (1952).
67. C. S. Fuller and J. C. Severiens, Phys. Rev. **96**, 21 (1954).
68. G. A. Morton, E. E. Hahn and M. L. Schultz, Доклад, представленный на конференции по фотопроводимости, Atlantic City, ноябрь 1954, будет опубликован в материалах конференции.
69. C. Slater, Phys. Rev. **76**, 1592 (1949).
70. H. M. James, Phys. Rev. **76**, 1611 (1949).
71. E. N. Adams, Phys. Rev. **85**, 4 (1952).
72. P. Feuer, Phys. Rev. **88**, 92 (1952).
73. G. F. Koster and J. C. Slater, Phys. Rev. **95**, 1167 (1954).
74. G. F. Koster and J. C. Slater, Phys. Rev. **96**, 1208 (1954).
75. C. Kittel and A. H. Mitchell, Phys. Rev. **96**, 1488 (1954).
76. G. W. Castellani and F. Seitz, в Semi-Conducting Materials (изд. Н. К. Henish), стр. 8. Academic Press, New York, 1951.
77. G. W. Lehman and H. M. James, Phys. Rev. **94**, 1428 (1954).
78. H. C. Theuerer and J. H. Scaff, J. Metals **189**, 59 (1951); C. S. Fuller, H. C. Theuerer and W. van Roosbroeck, Phys. Rev. **85**, 678 (1952); W. E. Taylor, Phys. Rev. **86**, 642 (1952); C. Goldberger, Phys. Rev. **88**, 920 (1952); G. Esaki, Phys. Rev. **89**, 1026 (1953).
79. C. S. Fuller and J. D. Struthers, Phys. Rev. **87**, 526 (1952); W. P. Slichter and E. D. Kolb, Phys. Rev. **87**, 527 (1952).
80. R. A. Logan, Phys. Rev. **91**, 757 (1953).
81. S. Mayburg and L. Rotondi, Phys. Rev. **91**, 1015 (1953).
82. G. Finn, Phys. Rev. **91**, 754 (1953).
83. S. Mayburg, Phys. Rev. **95**, 38 (1954).
84. K. Lark-Horowitz, E. Bleuler, R. Davis and D. Tendani, Phys. Rev. **73**, 1256 (1948).
85. R. E. Davis, W. E. Johnson, K. Lark-Horowitz and S. Siegel, Phys. Rev. **74**, 1255 (1948); более обширный труд об иррадии α -частицы был представлен W. H. Brattain and G. L. Pearson, Phys. Rev. **80**, 846 (1950).
86. W. E. Johnson and K. Lark-Horowitz, Phys. Rev. **76**, 442 (1949); J. W. Cleland, J. H. Crawford, Jr., K. Lark-Horowitz, J. C. Pigg and F. W. Young, Jr., Phys. Rev. **83**, 312 (1951).
87. E. Klontz and K. Lark-Horowitz, Phys. Rev. **82**, 763 (1951).
88. W. E. Johnson and K. Lark-Horowitz, NEPA Radiation Damage Symposium, декабрь 1948, Rept. № 1178-IER-23; K. Lark-Horowitz, M. Becker, R. E. Davis and H. Y. Fan, Phys. Rev. **78**, 334 (1950).
89. M. Becker, H. Y. Fan and K. Lark-Horowitz, Phys. Rev. **85**, 730 (1952).
90. Обзор предыдущей работы дан в статье K. Lark-Horowitz в «Semi-Conducting Materials» (изд. Н. К. Henish), стр. 47. Academic Press, New York, 1951.
91. F. Seitz, Discussions Faraday Soc. **5**, 271 (1949).
92. H. Y. Fan and K. Lark-Horowitz, Paper presented at the Conference on Defects in Crystalline Solids, Bristol, July 1954, будет опубликовано в Proc. Phys. Soc.
93. H. M. James and K. Lark-Horowitz, Zeits. Phys. Chem. **198**, 107 (1951).
94. H. Y. Fan, W. Kaiser, E. F. Klontz, K. Lark-Horowitz and R. R. Pepper, Phys. Rev. **95**, 1087 (1954).
95. J. H. Forster, H. Y. Fan and K. Lark-Horowitz, Phys. Rev. **91**, 229 (1953).
96. J. H. Crawford Jr., J. W. Cleland, D. K. Holmes and J. C. Pigg, Phys. Rev. **91**, 243 (1953).
97. W. L. Brown, R. C. Fletcher and K. A. Wright, Phys. Rev. **92**, 591 (1953).
98. P. H. Keesom, K. Lark-Horowitz and N. Pearlman, Science **116**, 630 (1952).
99. W. P. Binnie and A. W. Liebschutz, Phys. Rev. **94**, 1410 (1954).
100. C. J. Gallagher, Phys. Rev. **88**, 721 (1952).
101. F. L. Vogel, W. G. Pfann, H. E. Corey and E. E. Thomas, Phys. Rev. **90**, 489 (1953).
102. C. J. Gallagher, Phys. Rev. **92**, 846 (1953).
103. W. C. Ellis and E. S. Greiner, Phys. Rev. **92**, 1061 (1953).
104. W. Shockley, Phys. Rev. **91**, 228 (1953).
105. W. T. Read, Jr., Phil. Mag. (7), **45**, 775 (1954).
106. G. L. Pearson, W. T. Read, Jr. and F. J. Morin, Phys. Rev. **93**, 666 (1954).
107. C. J. Gallagher, Phys. Rev. **96**, 834 A (1954).
108. F. Seitz, Phys. Rev. **88**, 722 (1952).
109. A. D. Kurtz and S. A. Kulin, Acta Metalurgica **2**, 354 (1954).

110. S. M a y b u r g, Phys. Rev. 95, 838 (1954).
111. A. H. W i l s o n, Theory of Metals, Cambridge Univ. Press, New York 1953; см. также изд. 1936 г.; F. S e i t z, The Modern Theory of Solids, McGraw-Hill, New York, 1940.
112. M. B r o n s t e i n, Phys. Zeits. Sowjetunion 2, 28 (1932).
113. D. B l o c h i n z e v and L. N o r d h e i m, Zeits. Phys. 84, 168 (1933).
114. H. J o n e s and C. Z e n e r, Proc. Roy. Soc. A145, 268 (1934).
115. F. S e i t z, Phys. Rev. 73, 549 (1948); см. также A. S o m m e r f e l d and H. B e t h e, Handbuch d. Phys. 24, ч. 2, 560 (1933).
116. См. W. S h o c k l e y, Electrons and Holes in Semiconductors, Van Nostrand, New York, 1950.
117. V. A. J o h n s o n and K. L a r k - H o r o v i t z, Phys. Rev. 71, 374, 483, 909 (1947).
118. E. C o n w e l l and V. F. W e i s s k o p f, Phys. Rev. 77, 388 (1950).
119. P. P. D e b y e and E. M. C o n w e l l, Phys. Rev. 93, 693 (1954).
120. G. L. P e a r s o n and J. B a r d e e n, Phys. Rev. 75, 865 (1949).
121. C. E r g i n s o y, Phys. Rev. 79, 1013 (1950).
122. D. L. D e x t e r and F. S e i t z, Phys. Rev. 86, 964 (1952).
123. G. L. P e a r s o n, W. T. R e a d, Jr. and F. J. M o r i n, Phys. Rev. 93, 666 (1954).
124. M. S h i b u y a, Phys. Rev. 95, 1385 (1954).
125. V. A. J o h n s o n and K. L a r k - H o r o v i t z, Phys. Rev. 82, 977 (1951); A. J o n e s, Phys. Rev. 81, 149 (1951); K. L a r k - H o r o v i t z, The Present State of Physics, стр. 57. Amer. Assoc. Advancement Sci. Washington, D. C., 1954.
126. B. A b e l e s and S. M e i b o o m, Phys. Rev. 95, 31 (1954).
127. R. G a n s, Ann. Phys. 20, 293 (1906).
128. J. W. H a r d i n g, Proc. Roy. Soc. A140, 205 (1933).
129. V. A. J o h n s o n and W. J. W h i t e s e l l, Phys. Rev. 89, 941 (1953); O. M a d e l u n g, Zeits. Naturforsch. 8a, 791 (1953); J. A p p e l, Zeits. Naturforsch. 9a, 167 (1954).
130. J. R. H a y n e s and W. S h o c k l e y, Phys. Rev. 81, 835 (1951); см. W. S h o c k l e y¹¹⁶.
131. M. B. P r i n c e, Phys. Rev. 92, 681 (1953); 93, 1204 (1954). μ в германии было измерено также R. L a w r e n c e, Phys. Rev. 89, 1295 (1953); Proc. Phys. Soc. B67, 18 (1954).
132. F. J. M o r i n, Phys. Rev. 93, 62 (1954).
133. F. J. M o r i n and J. P. M a i t s, Phys. Rev. 96, 28 (1954).
134. W. C. D u n l a p, Phys. Rev. 79, 286 (1950); W. W. S c a n l o n, Диссертация, Purdue University, 1949 (не опубликована).
135. R. W. W i l l a r d s o n, T. C. H a r m a n and A. C. B e e r, Phys. Rev. 96, 1512 (1954).
136. F. J. M o r i n and J. P. M a i t a, Phys. Rev. 94, 1525 (1954).
137. P. K a p i t z a, Proc. Roy. Soc. A123, 291 (1929); W. C. D u n l a p, Phys. Rev. 71, 471 (1947); 79, 286 (1950); I. E s t e r m a n n and A. F o n e r, Phys. Rev. 79, 365 (1950); см. также диссертацию Purdue University, приведенную в ссылке¹³⁴.
138. G. L. P e a r s o n and H. S u h l, Phys. Rev. 83, 768 (1951).
139. G. L. P e a r s o n and C. H e r r i n g, Physica 20, 975 (1954).
140. L. D a v i s, Phys. Rev. 56, 93 (1939).
141. F. S e i t z, Phys. Rev. 79, 372 (1950).
142. C. G o l d b e r g and R. E. D a v i s, Phys. Rev. 94, 1121 (1954).
143. R. H. F o w l e r, Proc. Roy. Soc. A140, 505 (1933); H. B. C a l l e n, Phys. Rev. 73, 1349 (1948); см. также ссылки^{111, 112}.
144. K. L a r k - H o r o v i t z, A. E. M i d d l e t o n, E. P. M i l l e r, W. W. S c a n l o n and I. W a l e r s t e i n, Phys. Rev. 69, 259 (1946); A. E. M i d d l e t o n and W. W. S c a n l o n, Phys. Rev. 92, 219 (1953).
145. V. A. J o h n s o n and K. L a r k - H o r o v i t z, Phys. Rev. 71, 374, 909 (1947); 92, 226 (1953).
146. T. H. G e b a l l e, Phys. Rev. 92, 857 (1953); T. H. G e b a l l e and G. W. H u l l, Phys. Rev. 94, 1134 (1954).
147. H. P. R. F r e d e r i k s e, Phys. Rev. 91, 491 (1953); 92, 248 (1953).
148. C. H e r r i n g, Phys. Rev. 92, 857 (1953); 96, 1163 (1954).
149. L. G u r e v i c h, J. Phys. (USSR) 9, 477 (1945); 10, 67 (1946).
150. E. J. R y d e r and W. S h o c k l e y, Phys. Rev. 81, 139 (1951).
151. E. J. R y d e r, Phys. Rev. 90, 766 (1953).
152. W. S h o c k l e y, Bell System Techn. J. 30, 990 (1951).
153. H. F r ö h l i c h and F. S e i t z, Phys. Rev. 79, 526 (1950).
154. K. G. M c K a y and K. B. M c A f f e e, Phys. Rev. 91, 1079 (1953).
155. K. G. M c K a y, Phys. Rev. 94, 877 (1954).
156. P. A. W o l f f, Phys. Rev. 95, 1415 (1954).

157. K. B. McAfee, E. J. Ryder, W. Shockley and M. Sparks, *Phys. Rev.* **83**, 650 (1951).
158. C. Zener, *Proc. Roy. Soc. A* **145**, 523 (1934).
159. K. B. McAfee and G. L. Pearson, *Phys. Rev.* **87**, 190 (1952); G. L. Pearson and P. W. Foy, *Phys. Rev.* **87**, 190 (1952).
160. A. N. Gerritsen, *Physica* **15**, 427 (1949).
161. N. Sclar, E. Burstein, W. J. Turner and J. W. Davisson, *Phys. Rev.* **91**, 215 (1953); N. Sclar, E. Burstein and J. W. Davisson, *Phys. Rev.* **92**, 858 (1953).
162. E. J. Ryder, I. M. Ross and D. A. Kleinman, *Phys. Rev.* **95**, 1342 (1954).
163. E. M. Conwell, *Phys. Rev.* **90**, 769 (1953); **94**, 1068 (1954).
164. C. S. Hung and G. R. Gliessman, *Phys. Rev.* **79**, 726 (1950); **96**, 1226 (1954).
165. H. Fritzsche and K. Lark-Horovitz, *Physica* **20**, 834 (1954).
166. C. S. Hung, *Phys. Rev.* **79**, 727 (1950).
167. G. Busch and H. Labhart, *Helv. Phys. Acta* **19**, 463 (1946).
168. J. Hatton and B. V. Roßlin, *Proc. Phys. Soc. A* **67**, 385 (1954).
169. H. Fritzsche and K. Lark-Horovitz, частное сообщение.
170. F. A. Kröger, H. J. Vink and J. Volger, *Physica* **20**, 1095 (1954).
171. C. Erginsoy, *Phys. Rev.* **80**, 1104 (1950); **88**, 893 (1952); см. также X. Baltensperger, *Phil. Mag.* [7], **44**, 1355 (1953).
172. H. M. James and A. S. Ginsburg, *Phys. Rev.* **57**, 840 (1953); P. Aigrain, *Physica* **20**, 978 (1954).
173. A. Sommerfeld and H. Bethe, *Handbuch d. Phys.* **24**, ч. 2, 580 (1933); A. H. Wilson, *The Theory of Metals*, стр. 124. Cambridge Univ. Press, New York, 1936.
174. M. Shibuya, *Physica* **20**, 971 (1954).
175. F. A. D'Altroy and H. Y. Fan, *Proc. Natl. Electronics Conf.* **8**, 522 (1952).
176. T. S. Benedict and W. Shockley, *Phys. Rev.* **89**, 1152 (1953).
177. T. S. Benedict, *Phys. Rev.* **91**, 1565 (1953).
178. Y. Klinger, *Phys. Rev.* **92**, 509 (1953).
179. F. A. D'Altroy and H. Y. Fan, *Phys. Rev.* **94**, 1415 (1954). Приведенные здесь значения позднее были исправлены, так как величина μ_i была ошибочна.
180. R. N. Dexter, H. J. Zeiger and B. Lax, *Phys. Rev.* **95**, 557 (1954).
181. W. Shockley, *Electrons and Holes in Semi-conductors*. Van Nostrand, New York, 1950.
182. D. Navon, R. Bray and H. Y. Fan, *Proc. IRE* **40**, 1342 (1952).
183. H. A. Gebbie, M. Nisencoff and H. Y. Fan, *Phys. Rev.* **91**, 230 (1953).
184. F. S. Goucher, *Phys. Rev.* **81**, 475 (1951); F. S. Goucher, G. L. Pearson, M. Sparks, G. K. Teal and W. Shockley, *Phys. Rev.* **81**, 637 (1951); L. B. Valdes, *Proc. IRE* **40**, 1420 (1952).
185. P. A. Wolff, *Phys. Rev.* **95**, 1415 (1954).
186. W. van Roosbroeck and W. Shockley, *Phys. Rev.* **94**, 1558 (1954).
187. F. S. Goucher, *Phys. Rev.* **78**, 816 (1950).
188. J. R. Haynes and H. B. Briggs, *Phys. Rev.* **86**, 647 (1952); R. Newman, *Phys. Rev.* **91**, 1313 (1953).
189. R. N. Hall, *Phys. Rev.* **87**, 387 (1952).
190. W. Shockley and W. T. Read, Jr., *Phys. Rev.* **87**, 835 (1952).
191. H. Y. Fan, *Phys. Rev.* **92**, 1424 (1953); **93**, 1434 (1954).
192. J. A. Burton, G. W. Hull, F. J. Morin and J. C. Severiens, *J. Phys. Chem.* **57**, 853 (1953).
193. H. Y. Fan, D. Navon and H. A. Gebbie, *Physica* **20**, 855 (1954).
194. W. W. Tyler, H. H. Woodbury and R. Neuman, *Phys. Rev.* **94**, 1419 (1954).
195. W. W. Tyler and H. H. Woodbury, *Phys. Rev.* **96**, 874 (1954).
196. R. A. Logan, *Phys. Rev.* **91**, 757 (1953); **94**, 46 (1954).
197. C. J. Gallagher, *Phys. Rev.* **88**, 721 (1952).
198. G. L. Pearson, W. T. Head, Jr. and F. J. Morin, *Phys. Rev.* **93**, 666 (1954).
199. J. R. Haynes and J. A. Hornbeck, *Phys. Rev.* **90**, 152 (1953).
200. D. Navon and H. Y. Fan, *Phys. Rev.* **91**, 491 (1953); *Phys. Rev.* **93**, 911 (1954).
201. R. Lawrance, *Proc. Phys. Soc. B* **67**, 18 (1954).
202. J. R. Haynes and W. C. Westphal, *Phys. Rev.* **85**, 680 (1953).
203. J. A. Hornbeck and J. R. Haynes, *Phys. Rev.* **94**, 1437 (1954); **97**, 311 (1955).
204. N. B. Hannay, J. R. Haynes and R. G. Shulman, *Phys. Rev.* **96**, 833 (1954).
205. R. G. Schulman, W. L. Brown and R. C. Fletcher, *Phys. Rev.* **96**, 833 (1954); W. L. Brown and R. C. Fletcher, *Phys. Rev.* **96**, 834 (1954); E. E. Klontz, R. R. Pepper and K. Lark-Horovitz, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **30**, 12 (1955); F. Stoekmann, E. Klontz, H. Y. Fan and K. Lark-Horovitz, *Phys. Rev.* **30**, 12 (1955).