

**NEW CLASS
OF SEMICONDUCTOR
WITH HIGH
FOTOSENSITIVITY
AND RADIATION
HARDNESS**

N. B. BRANDT

Photoconductivity is one of the very interesting physical phenomena. It is widely used in various areas of human activity. Many laboratories worldwide are involved in the research in this field. The new class of semiconductor materials that are extremely sensitive to the action of infrared radiation is presented in this paper.

Фотопроводимость – одно из очень интересных физических явлений. Это явление широко используется в различных областях человеческой деятельности. В статье рассказывается о новом классе полупроводниковых материалов, обладающих исключительно высокой фоточувствительностью в инфракрасной области электромагнитного излучения.

© Брандт Н.Б., 1997

**НОВЫЙ КЛАСС
ФОТОПРОВОДЯЩИХ
РАДИАЦИОННОСТОЙКИХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
МАТЕРИАЛОВ**

Н. Б. БРАНДТ

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Фотопроводимость – изменение электропроводности веществ под действием электромагнитного излучения. Основной причиной фотопроводимости является внутренний фотоэффект. Если при внешнем фотоэффекте электроны под действием электромагнитного излучения вырываются из поверхностного слоя вещества [1], то при внутреннем фотоэффекте электроны под действием излучения изменяют свою энергию внутри вещества таким образом, что их вклад в электропроводность увеличивается.

Характер взаимодействия электромагнитного излучения с веществом определяется свойствами падающего излучения и структурой энергетического спектра электронов в веществе. Рассмотрение этих вопросов требует привлечения основных представлений квантовой механики.

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ
В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ**

Чтобы наглядно представить, как образуется энергетический спектр электронов в металлах и полупроводниках, рассмотрим наиболее простую одномерную модель: цепочка атомов длиной L с межатомными расстояниями a , вдоль которой может двигаться электрон.

Используем идею корпускулярно-волнового дуализма [1, п. 78, 58, 60, 61]. С одной стороны, поведение свободного электрона описывается волновой функцией [1, п. 79]

$$\psi(\mathbf{r}, t) = A_0 \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (1)$$

где угловая частота ω и волновой вектор \mathbf{k} связаны с энергией $p_3^2 / (2m)$ и импульсом \mathbf{p} , электрона соотношениями

$$\omega = \frac{1}{\hbar} \frac{p_3^2}{2m}, \quad |\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{1}{\hbar} |\mathbf{p}_3|. \quad (2)$$

Физический смысл функции $\psi(\mathbf{r}, t)$ заключается в том, что усредненное по времени значение ее

квадрата определяет вероятность обнаружения электрона в точке \mathbf{r} пространства. Таким образом, $\psi(\mathbf{r}, t)$ – волна вероятности, получившая название волны де Бройля. С другой стороны, если электрон рассматривать как частицу, которая может (без рассеяния) свободно перемещаться вдоль цепочки, то его энергия \mathcal{E} увеличивалась бы квадратично при увеличении его импульса (рис. 1, кривая 1). Однако электрон рассеивается на атомах цепочки, и, чтобы учесть это взаимодействие, следует учитывать волновые свойства электрона, то есть рассматривать электрон как плоскую волну (1) [2; 1, п. 37].

Поскольку $p = \hbar k = 2\pi\hbar/\lambda$, то увеличение p означает уменьшение длины волны.

При $\lambda \gg a$ волна практически не рассеивается регулярной периодической структурой [1, п. 58, 60, 61]. Однако при значениях $\lambda \sim a$ необходимо учитывать явление дифракции волн, аналогичное рассеянию (дифракции) рентгеновских лучей в кристаллах. Максимально сильное рассеяние происходит при условии, когда отраженные от двух соседних атомов волны усиливают друг друга, то есть когда разность хода между ними $2a$ становится равной целому числу m длин волн [1, п. 58, 60, 61]:

$$2a = m\lambda_m.$$

Это соотношение определяет значения волнового вектора

$$k_m = \frac{2\pi}{\lambda_m} = \frac{\pi}{a}m,$$

при которых волна не может распространяться вдоль цепочки и отражается от нее. Поскольку электрон может двигаться по цепочке вправо и влево, $m = +1, +2, +3, \dots$ и т.д. В средней части интервалов

$$\frac{\pi}{a}m < k_m < \frac{\pi}{a}(m+1)$$

энергия электрона практически не меняется.

В корпускулярной интерпретации это означает, что, когда импульс электрона приближается к значениям

$$p_m = \hbar k_m = \frac{\hbar\pi}{a}m,$$

электрон начинает тормозиться решеткой, его скорость v уменьшается и при $p_m = \pm \frac{\hbar\pi}{a}m$ обращается в нуль. Так как

$$\mathcal{E} = \frac{p^2}{2m}, \quad \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial p} = \frac{p}{m} = v,$$

то уменьшение скорости означает уменьшение производной $\partial \mathcal{E} / \partial p$. В результате квадратичная зависимость \mathcal{E} от p разрывается на отдельные части, как показано на рис. 1 (красные линии).

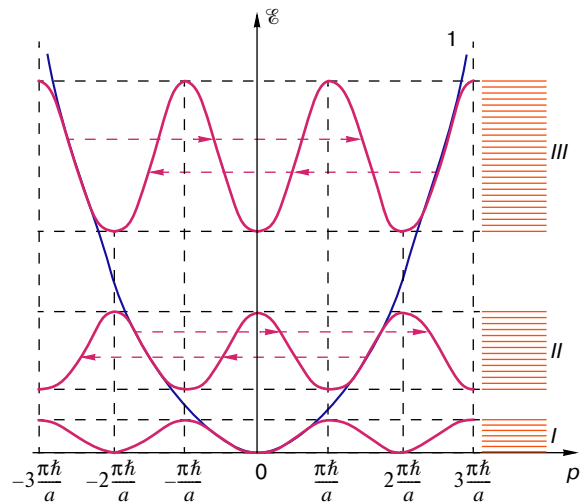


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая образование зонного энергетического спектра, при рассеянии электрона на атомах цепочки: 1 – параболическая зависимость энергии \mathcal{E} свободного электрона от его импульса p . При значениях $p = \pm(\pi\hbar/a)m$ зависимость \mathcal{E} от p разрывается и \mathcal{E} становится периодической функцией p с периодом $2\pi\hbar/a$. Горизонтальные стрелки указывают сдвиг образовавшихся при разрыве зависимости $\mathcal{E}(p)$ кусков на этот период. Области разрешенных значений энергии (зоны) I, II, III разделены интервалами запрещенных значений (энергетическими щелями)

Можно показать также, что волновые векторы, различающиеся на $(2\pi/a)m$ (m – целое число), и, следовательно, импульсы, различающиеся на $(2\pi/a)m\hbar$, становятся эквивалентными.

Но физически эквивалентным значениям импульса должны соответствовать одни и те же значения энергии. Чтобы удовлетворить это требование, сдвинем куски разорванной зависимости \mathcal{E} от p на рис. 1 на векторы $(2\pi/a)\hbar m$ (красные штриховые стрелки). Результат этой операции обозначен на рис. 1 красными линиями. Энергия становится периодической функцией импульса.

Мы получили энергетический спектр электронов для цепочки атомов. Зоны I, II, III и т.д. разрешенных значений энергии (заштрихованные красным области) разделены интервалами запрещенных значений. Число энергетических состояний в зоне равно числу атомов в цепочке. В каждом состоянии по принципу Паули может находиться только два электрона. Полученные результаты можно обобщить на случай реального трехмерного кристалла [3].

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ПОЛУПРОВОДНИКАМИ

У полупроводников с собственной проводимостью (без легирующих примесей) полностью заполненная валентная зона отделена от пустой зоны (зоны проводимости) энергетической щелью \mathcal{E}_g

(рис. 2, б). При температуре $T = 0$ К вещество с таким спектром — диэлектрик. При $T \neq 0$ К электроны под действием энергии теплового движения перебрасываются из валентной зоны в зону проводимости, что приводит к возникновению электропроводности.

Заменим теперь один из атомов кристаллической решетки полупроводника атомом на единицу большей валентности, то есть атомом, имеющим один избыточный электрон и больший на единицу заряд ядра (донорная примесь), по сравнению с атомами решетки. Этот электрон при $T = 0$ К может находиться или в связанном состоянии, или в зоне проводимости, так как валентная зона полностью заполнена. Поскольку энергия связанного состояния всегда меньше энергии свободного (оторванного от атома) электрона на дне зоны проводимости, устойчивым при $T = 0$ К является связанное состояние. Энергетический уровень этого состояния расположен в запрещенной зоне ниже дна зоны про-

водимости на расстоянии от нее, равном энергии связи \mathcal{E}_0 (рис. 2, б).

Если примесных атомов много и между ними возникает кулоновское взаимодействие, образуется узкая примесная зона. Ее емкость, так же как емкость основных зон, равная удвоенному числу атомов в кристалле, равна удвоенному числу примесных атомов.

При взаимодействии фотона с электроном должны выполняться законы сохранения импульса и энергии.

Если фотон с импульсом \mathbf{p}_ϕ и энергией $\hbar\omega_\phi$ поглощается электроном с импульсом \mathbf{p}_s и энергией \mathcal{E}_s , то значения импульса \mathbf{p}'_s и энергии \mathcal{E}'_s после взаимодействия определяются соотношениями

$$\mathbf{p}_s + \mathbf{p}_\phi = \mathbf{p}'_s,$$

$$\mathcal{E}_s + \hbar\omega_\phi = \mathcal{E}'_s.$$

Импульс фотона $p_\phi = \hbar k_\phi = 2\pi\hbar/\lambda_\phi$, а импульс электрона сравним с $\pi\hbar/a$ (см. рис. 2, а). Всегда $\lambda \gg a$ и $p_\phi \ll p_s$. Поэтому после поглощения фотона электрон переходит в более высокое энергетическое состояние (если оно свободно) при практически неизменном значении импульса $\mathbf{p}'_s \approx \mathbf{p}_s$ (красные стрелки на рис. 2, б). Такие переходы называются прямыми. Пока $\hbar\omega_\phi < \mathcal{E}_g$, фотоны не могут поглощаться электронами на примесном уровне, так как значение энергии $\mathcal{E}_0 + \hbar\omega_\phi$ попадает в запрещенную зону. Аналогично возбуждение электронов из валентной зоны начинается только тогда, когда $\hbar\omega_\phi > \mathcal{E}_g$. Соответствующие значения частот (длин волн) определяют красную границу (со стороны длинных волн) внутреннего фотоэффекта. Возникающая при этом неравновесная концентрация электронов в зоне проводимости определяется динамическим равновесием числа электронов, возбуждаемых потоком фотонов, и числа электронов, релаксирующих обратно в единицу времени. Эта концентрация и определяет величину электропроводности, возникающей при облучении.

Отношение числа возбуждаемых электронов к числу падающих фотонов называется квантовым выходом. Максимальное значение квантового выхода, который наблюдался до сих пор, — единица: один фотон генерирует один электрон в зону проводимости.

ПРАКТИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТА ФОТОПРОВОДИМОСТИ

Простота конструкции приборов, основанных на явлении фотопроводимости, высокая надежность, малые размеры и вес, высокая фоточувствительность, широкий спектральный диапазон обеспечивают их широкое применение в приборостроении, автоматике, фотометрии, оптической спектроскопии и т.п. Величина энергетических промежутков

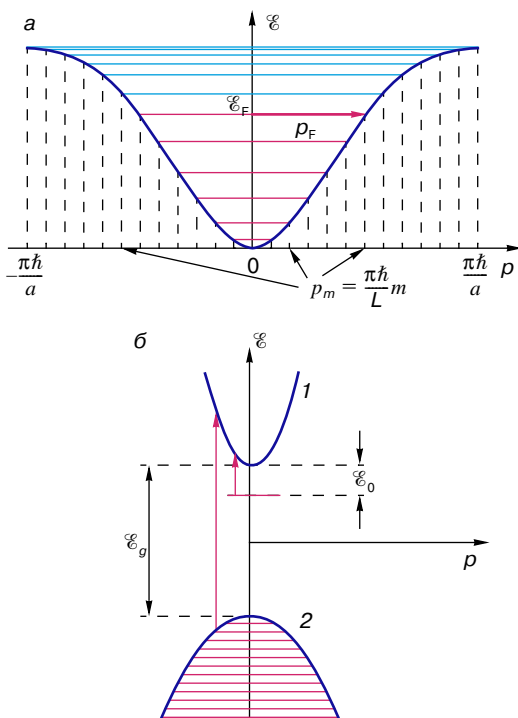


Рис. 2. Структура зонного спектра: а — зависимость энергии электрона от импульса в зоне 1. Разрешенным значениям импульса $p_m = (\pi\hbar/L)m$ соответствуют разрешенные значения энергии электрона (горизонтальные линии). Красными линиями обозначена часть зоны, заполненная электронами. \mathcal{E}_F и p_F — энергия и импульс Ферми; б — структура зонного спектра собственного полупроводника при $T = 0$ К. 1 — зона проводимости, 2 — валентная зона, \mathcal{E}_g — энергетическая щель, \mathcal{E}_0 — положение донорного примесного уровня

\mathcal{E}_0 и \mathcal{E}_g определяет рабочий диапазон частот (длин волн) для каждого типа фотосопротивлений.

Наибольший интерес представляют фотосопротивления с малыми значениями \mathcal{E}_0 или \mathcal{E}_g , которые обладают фоточувствительностью в инфракрасном (ИК) и далеком ИК-диапазонах (для ИК-излучения с длинами волн от 3–4 до 100–150 мкм). Именно о полупроводниковых материалах, обладающих фоточувствительностью в этом диапазоне, далее пойдет речь.

Электромагнитные волны ИК-диапазона не воспринимаются человеческим глазом как свет. Однако все тела с температурой, отличной от температуры абсолютного нуля ($T \neq 0$ К), излучают электромагнитные волны (тепловое излучение [1, п. 70, 72]). Максимум теплового излучения при комнатной температуре соответствует длине волны $\lambda \approx 10$ мкм. Чем ниже температура, тем большей длине волны соответствует максимум излучаемой энергии [1, гл. 9, п. 70, 72]. Таким образом, при $T \neq 0$ К все тела светятся, но остаются невидимыми для человеческого глаза. Чтобы увидеть предметы в темноте, нужно преобразовать невидимое ИК-излучение в видимое. Для этого существуют приборы ночного видения, основным их элементом являются полупроводниковые приемники ИК-излучения.

Область их применения необычайно широка. Это прежде всего медицина и медицинская диагностика. Обнаружить в человеческом организме опухоль, тем более отличить доброкачественную от раковой чрезвычайно трудно. Оказывается, что температура всех опухолей выше средней температуры окружающей их ткани, причем температура раковых опухолей выше, чем доброкачественных. Поэтому, измеряя температуру тела (такие приборы называются тепловизорами), по энергии и частоте ИК-излучения можно не только определить локализацию опухоли, но и отличить обычную опухоль от злокачественной.

Приемники ИК-излучения используются также в геологии, в частности для авиаразведки месторождений нефти и радиоактивных элементов, так как температура поверхности Земли в этих местах выше, чем в окружающих месторождения областях.

В экологии по поглощению ИК-излучения атмосферой определяется содержание в ней вредных газов, аэрозолей и т.п.

Новые перспективы открываются при использовании высокочувствительных фотоприемников в инфракрасной астрономии космического базирования. Дело в том, что существует огромное количество астрономических объектов, излучающих электромагнитные волны в далеком ИК-диапазоне. Волны этого диапазона не проходят через земную атмосферу, и их регистрировать можно только с использованием космических аппаратов. К этой области примыкает также проблема обнаружения слабонагретых тел в космосе.

Приемники ИК-диапазона используются в системах наведения ракет на цель и в других областях военной техники.

Приведенные примеры являются лишь иллюстрацией возможностей ИК-приемников, но далеко не исчерпывают все области их применения. Поэтому разработка таких приемников является чрезвычайно актуальной задачей. На работы в этой области тратятся во всем мире миллиарды долларов.

НОВЫЙ КЛАСС ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Типичным представителем этого класса материалов является система твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$, легированных In. Нелегированные сплавы $Pb_{1-x}Sn_xTe$ – узкозонные полупроводники, ширина щели \mathcal{E}_g у которых монотонно изменяется при изменении концентрации Sn, что позволяет регулировать \mathcal{E}_g и тем самым диапазон фоточувствительности. Это свойств сплавов давно известно и используется при создании ИК-приемников на их основе.

Однако оказалось, что если эти сплавы легировать индием, и достаточно сильно (порядка процента), то их свойства качественно изменяются. Заметим, что никакие другие легирующие примеси не дают этого эффекта.

Выше отмечалось, что обычная донорная примесь создает уровень \mathcal{E}_0 в запрещенной зоне. Под действием облучения с частотой $\hbar\omega > \mathcal{E}_0$ электроны с этого уровня перебрасываются в зону проводимости, но живут в ней недолго. Время релаксации (время их жизни в зоне проводимости) у совершенных по структуре сплавов изменяется от 10^{-7} до 10^{-10} с.

Примесь In ведет себя как своеобразный донорный атом: он также создает в решетке положительно заряженный центр, с которым связан примесный уровень. Однако это совсем особый уровень, и, чтобы подчеркнуть это отличие, обозначим его \mathcal{E}^* . Положение уровня \mathcal{E}^* относительно дна зоны проводимости зависит от состава сплава (рис. 3). При $x < 0,22$ индиевый уровень находится в зоне проводимости, в интервале $0,22 < x < 0,28$ – в запрещенной зоне. Поскольку в связанном с каждым атомом In состоянии могут находиться два электрона, N_{In} атомов In создают узкую примесную зону, в которой может поместиться $2N_{In}$ электронов (в дальнейшем термин \mathcal{E}^* -уровень означает именно эту зону).

У нелегированного сплава $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (при $x < 0,22$) валентная зона полностью заполнена электронами, а зона проводимости пуста. При легировании In возникает примесная \mathcal{E}^* -зона. Будем считать, что каждый атом In при ионизации дает один электрон. Где он будет находиться? Когда \mathcal{E}^* -уровень много выше дна зоны проводимости, донорные электроны заполняют зону проводимости до уровня \mathcal{E}_F и \mathcal{E}^* -зона пуста. При увеличении x \mathcal{E}^* -зона смещается вниз, и, когда ее дно опускается ниже \mathcal{E}_F ,

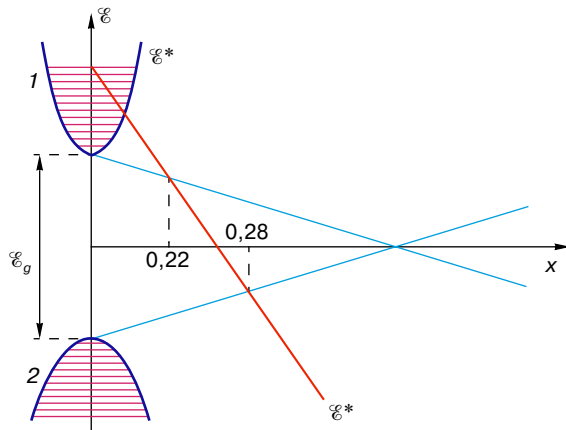


Рис. 3. Схема перестройки энергетического спектра (расположение зоны проводимости 1, валентной зоны 2 и энергетического уровня ε^* у сплава $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (In) при изменении состава x . Положение уровня ε^* при $x < 0,22$ совпадает с уровнем Ферми ε_F электронов в зоне проводимости

она начинает заполняться электронами из зоны проводимости. Поскольку ее емкость ($2N_{\text{In}}$) в два раза превышает концентрацию электронов (N_{In}) в зоне проводимости, то все электроны при увеличении x переходят в ε^* -зону. Когда ε^* -зона находится в энергетической щели, она заполнена наполовину.

Пусть ε^* -уровень находится в запрещенной зоне и на сплав падает фотон с энергией $\hbar\omega > \varepsilon^*$. В этом случае происходит, казалось бы, совершенно невероятная вещь: под действием фотона электрон с ε^* -уровня перебрасывается в зону проводимости, но живет в ней не 10^{-7} – 10^{-10} с, а более суток – 10^5 с и более!!! То есть такой фотоприемник работает как счетчик фотонов, причем в области длин волн от 2 до 100 мкм!

Качественно объяснить природу этого необычного явления можно на простой модели. Предположим, что в исходном состоянии связанное состояние на центре In^+ не образуется и “лишний” электрон с внешней оболочки атома In находится в зоне проводимости. Будем теперь мысленно отодвигать от иона In^+ соседние с ним атомы кристаллической решетки. Обозначим расстояние, на которое мы смещаем соседние атомы, буквой Δ . Как только Δ станет таким, что внешние орбиты (оболочки) атома In и соседних атомов перестанут перекрываться, электрон из зоны проводимости связывается с ионом In^+ и образуется связанное состояние с меньшей, чем на дне зоны проводимости, потенциальной энергией. При дальнейшем увеличении Δ энергия связи возрастает и при $\Delta \rightarrow \infty$ достигает значения энергии связи у изолированного атома.

При увеличении Δ упругая энергия деформации решетки растет пропорционально Δ^2 . Но как только образуется связанное состояние, возникает отрица-

тельная потенциальная энергия, величина которой при малых Δ увеличивается по модулю приблизительно пропорционально Δ .

Изобразим этот процесс графически (рис. 4). По оси ординат будем откладывать энергию, а по оси абсцисс – деформацию решетки. Нулевое значение энергии соответствует энергии электрона на дне зоны проводимости.

Парабола 1 характеризует изменение энергии деформации решетки. При значении параметра деформации Δ_0 возникает связанное состояние, энергия которого увеличивается (по модулю) при увеличении Δ (кривая 2). Результирующая кривая 3 (красная линия) описывает изменение общей энергии, то есть сумму кривых 1 и 2.

Характерной особенностью кривой 3 является наличие двух минимумов I и II, разделенных потенциальным барьером высотой W . Если минимум II расположен ниже первого, то энергетически выгодно системе перейти в состояние II. При этом возникает спонтанная деформация окружения атома In (сопровожаемая увеличением энергии решетки) с одновременным образованием связанного состояния с превосходящим выигрышем отрицательной энергии. Минимум II определяет положение энергетического уровня ε^* связанного состояния электрона.

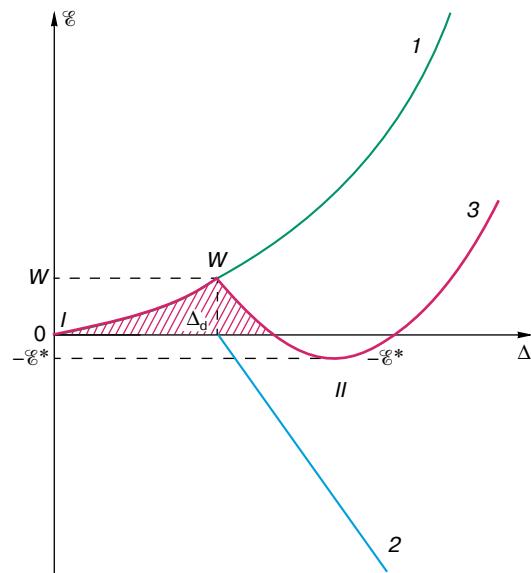


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая образование индиевого уровня ε^* : 1 – изменение упругой энергии решетки при смещении соседних с In атомов на величину Δ ; 2 – энергия связанного электронного состояния ε_0 , образующегося при $\Delta = \Delta_0$; 3 – результирующее изменение энергии. Минимум I – дно зоны проводимости, минимум II – энергия уровня ε^* . W – высота потенциального барьера, разделяющего минимумы I и II

Таким образом, минимум I соответствует энергии свободного электрона на дне зоны проводимости. Минимум II – энергии связанного состояния, при котором решетка деформирована. Ионизация и деионизация атома In (переход электрона из минимума II в I и наоборот) сопровождаются деформацией решетки около атома In.

Обратим внимание, и это очень важно, что электроны не могут свободно переходить из зоны проводимости в связанные состояния и обратно, так как эти состояния разделены потенциальным барьером высотой W . При низких температурах, когда энергия kT теплового движения электронов меньше W ($kT < W$), электроны не могут перепрыгнуть через барьер. Они могут переходить из минимума I в II и обратно только путем квантовомеханического туннелирования через барьер.

Эффект туннелирования связан с волновыми свойствами электрона. Область, в которой может находиться электрон с отличной от нуля вероятностью, имеет размеры порядка длины волны де Бройля, связанной с импульсом электрона соотношением $\lambda = 2\pi\hbar/p$ (2). Поэтому если λ порядка ширины потенциального барьера, то имеется вероятность обнаружить электрон в минимуме I , если до этого он находился в минимуме II (и наоборот). Чем выше барьер, тем меньше эта вероятность. Высота и ширина барьера определяют его прозрачность для электронов. Поскольку вероятность туннельного прохождения электрона через барьер всегда мала, электрон может длительное время находиться в зоне проводимости, хотя это и энергетически невыгодно. Поэтому электрон в связанном состоянии (минимум II), поглотив фотон с энергией $\hbar\omega_\phi \geq |\mathcal{E}^*|$, перебрасывается в зону проводимости I и может жить в ней при низких температурах очень долго. При повышении температуры время релаксации τ уменьшается.

К ЧЕМУ ПРИВОДИТ СУЩЕСТВОВАНИЕ УРОВНЯ \mathcal{E}^* ?

Здесь мы рассмотрим только некоторые наиболее наглядные примеры. Начнем с равновесных эффектов, не связанных с большими временами релаксации.

Стабилизация уровня Ферми

Выше уже говорилось, что емкость уровня $\mathcal{E}^* - 2N_{in}$, то есть всегда превышает число электронов в зоне проводимости. Поэтому при любом положении \mathcal{E}^* ниже \mathcal{E}_F электроны с энергией больше \mathcal{E}^* перетекают в \mathcal{E}^* -зону, так что положение уровня \mathcal{E}^* (при $x < 0,22$; рис. 3) жестко фиксирует верхнюю границу заполнения зоны проводимости электронами \mathcal{E}_F . Этот эффект получил название эффекта стабилизации уровня Ферми.

Фазовые переходы металл–диэлектрик

У сильно легированных сплавов (при $x < 0,22$) зона проводимости заполнена электронами до уровня \mathcal{E}^* (эффект стабилизации) и положение уровня \mathcal{E}^* определяет положение уровня Ферми. Сплав ведет себя как металл, то есть обладает независимой от температуры постоянной концентрацией электронов. При увеличении x (рис. 3) уровень \mathcal{E}^* смещается вниз. Соответственно уменьшается концентрация электронов в зоне проводимости. При $x = 0,22$ она обращается в нуль. В этой точке сплавы переходят в диэлектрическое состояние: их электропроводность уменьшается в 10^6-10^7 раз! При $x = 0,28$ уровень \mathcal{E}^* достигает потолка валентной зоны. При его движении в валентной зоне он забирает из нее электроны, и в зоне выше \mathcal{E}^* образуются незаполненные состояния, так называемые дырки. Их концентрация определяется положением \mathcal{E}^* и растет при смещении уровня \mathcal{E}^* вниз, то есть сплавы вновь переходят в металлическое состояние, но с проводимостью “дырочного” типа. Таким образом, при $x = 0,28$ происходит обратный переход из диэлектрического в металлическое состояние, при котором электропроводность вновь возрастает в 10^6-10^7 раз.

Наиболее интересны неравновесные эффекты, связанные с огромными значениями времени релаксации τ . Рассмотрим некоторые из них.

Неравновесный фазовый переход металл–диэлектрик

Выберем концентрацию x такой, чтобы сплав находился в диэлектрическом состоянии. Облучим его источником ИК-излучения с $\hbar\omega_\phi \geq |\mathcal{E}^*|$. Электроны начинают перебрасываться в зону проводимости, и, так как τ очень велико, их концентрация растет во времени. Соответственно увеличивается электропроводность и сплав переходит в металлическое состояние. Выключим подсветку. Электроны медленно релаксируют в зону \mathcal{E}^* . Их концентрация в зоне проводимости уменьшается. Через некоторое время, определенное величиной τ , концентрация электронов в зоне проводимости обращается в нуль и происходит удивительное явление – фазовый переход металл–диэлектрик во времени!

Сплавы $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) как счетчики фотонов

Огромные значения τ (при низких температурах) приводят к тому, что поток электронов с уровня \mathcal{E}^* в зону проводимости при облучении намного превосходит обратный поток, обусловленный релаксацией электронов. Поэтому последний можно практически не учитывать. Это означает, что концентрации возбужденных электронов в зоне проводимости и соответственно проводимость у сплавов линейно зависят от времени облучения (рис. 5). Таким образом, сплавы обладают свойством внутреннего

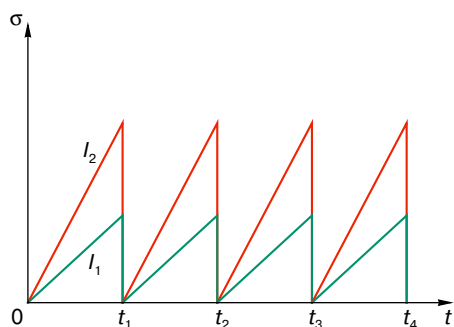


Рис. 5. Зависимость проводимости σ образца $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (In) от времени t при двух интенсивностях ($I_2 > I_1$) падающей электромагнитной волны. t_1, t_2, t_3, t_4 – моменты времени, при которых производится гашение фотопроводимости

интегрирования потока облучения и могут работать как счетчики фотонов.

Гашение неравновесной проводимости

Для того чтобы использовать способность сплавов интегрировать поток облучения при создании реальных приемников ИК-излучения, необходимо было разработать способ быстрого гашения неравновесной, возникающей при облучении проводимости. Оказалось, что короткие импульсы высокочастотного электромагнитного излучения и электрического поля вызывают быструю, за время порядка 10^{-5} с, релаксацию фотовозбужденных электронов из зоны проводимости на примесный уровень.

При этом проводимость возвращается к первоначальному (до начала облучения) значению. Используя этот эффект, можно управлять временем внутренней интеграции потока облучения. Если периодически включать “стирающие” информацию импульсы, например в моменты времени t_1, t_2, t_3 и т.д., то запись фотоотклика приемника от времени при заданной интенсивности подсветки будет иметь вид, изображенный на рис. 5. При увеличении интенсивности падающего электромагнитного облучения скорость нарастания сигнала увеличивается (красная кривая на рис. 5).

Таким образом, средняя площадь под кривой $\sigma(t)$, соответствующая отрезкам времени $0 - t_1, t_1 - t_2$, определяется интенсивностью потока облучения. Приемники такого типа работают в режиме периодического накопления и сброса сигнала.

Огромная фоточувствительность

Уникально высокая фоточувствительность этих материалов определяется несколькими факторами:

а) возможностью накапливать сигнал от очень слабого источника;

б) большой длиной свободного пробега носителей в зоне проводимости [4], что обуславливает вы-

сокую электропроводность при данной концентрации носителей;

в) уникально большой величиной квантового выхода. У обычных полупроводников максимально возможное значение квантового выхода равно единице: один фотон генерирует один электрон. Здесь ситуация изменяется.

Мы уже говорили, что переход электрона из связанного состояния в свободное (в зону проводимости) сопровождается деформацией решетки вблизи атомов In. В связанном состоянии соседние с In атомы раздвинуты, в ионизированном сжаты. Наблюдается и обратный эффект: сжатие решетки вокруг атома In приводит к ионизации (переходу электрона в зону проводимости) и наоборот. Поэтому при большой концентрации атомов In, когда области деформации у соседних атомов перекрываются, ионизация одного примесного центра вызывает волну сжатия, которая стимулирует ионизацию соседних атомов In. Это означает, что один фотон стимулирует ионизацию сразу большого числа атомов In (возникает кооперативный эффект ионизации) и при этом в зоне проводимости появляется сразу большое число электронов. У сплавов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (In) квантовый выход достигает значения 100: один квант генерирует сразу 100 электронов!

Фоточувствительность таких сплавов столь велика, что они чувствуют излучение от тела, имеющего температуру 10 К (-263°C), то есть нагретого только на 10 К выше температуры абсолютного нуля.

Способность запоминать ИК-изображение как целое

При освещении монокристаллической пластинки или пленки из $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (In), находящейся в диэлектрическом состоянии, тонким пучком ИК-излучения в месте засветки возникает металлическая проводимость. Степень металлизации определяется временем освещения и интенсивностью пучка фотонов, причем возникающее металлическое пятно не расплывается во времени. Это означает, что если на такую пластинку в абсолютной темноте сфокусировать изображение предмета, причем его температура может быть близка к температуре абсолютного нуля, то на пластинке возникнет рельеф металлизации. Рельеф металлизации соответствует тепловому изображению предмета подобно тому, как изображение на обычной фотопленке соответствует оригиналу. Таким образом, открывается возможность создания непрерывных матричных приемников далекого ИК-излучения, запоминающих изображение как целое¹.

Такие приемники работали бы следующим образом. Сфокусированное на пластинку излучение создает рельеф металлизации. Чтобы усилить его до

¹ Все существующие сейчас матричные приемники ИК-излучения состоят из отдельных элементов.

необходимой степени четкости, выбирается время экспозиции. Затем изображение считывается и выводится, например, на экран тепловизора. После этого рельеф металлизации стирается импульсом высокочастотного излучения. После этого снова происходят накопление сигнала, считывание, стирание и т.д. Поскольку время между двумя последующими считываниями может изменяться от 10^{-4} с до нескольких секунд, то при частотах считывания, превышающих 50 Гц, кадры будут чередоваться быстрее, чем в кино, и дискретность кадров не будет восприниматься человеческим глазом.

Необычайно высокая радиационная стойкость

Существенным недостатком всех существующих полупроводниковых приемников ИК-излучения является их низкая радиационная стойкость. Под действием радиации возникают нарушения кристаллической решетки, которые в большинстве случаев играют роль доноров или акцепторов, в результате чего увеличивается концентрация носителей и чувствительность фотоприемников деградирует. Замечательной особенностью сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) является их высокая (на несколько порядков выше, чем у обычных полупроводниковых материалов) радиационная стойкость.

Этот эффект связан со следующим. В диэлектрическом состоянии узкая \mathcal{E}^* -зона находится в запрещенной зоне. Как указывалось, емкость ее очень велика. Поэтому все возникающие в зоне проводимости под действием жесткой радиации электроны поглощаются \mathcal{E}^* -зоной. Соответственно при генерации дырок возникающие свободные места в валентной зоне заполняются электронами с уровня \mathcal{E}^* , так как он расположен выше потолка валентной зоны. В результате при облучении концентрация носителей в диэлектрическом состоянии практически не меняется и сохраняется очень низкой, так что фоточувствительность сохраняется неизменной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время получен целый класс полупроводниковых сплавов, обладающих рассмотренными выше необычными свойствами и эффектом, как принято говорить, задержанной фотопроводимости. Их необычные свойства открывают возможности для создания многих устройств, в том числе матричных приемников ИК-излучения, работающих на новых физических принципах. За открытие и исследование нового класса полупроводниковых материалов, о которых рассказывается в статье, Б.А. Акимову, Н.Б. Брандту, Е.П. Скипетрову, Д.Р. Хохлову, Б.А. Волкову, И.Г. Неизвестному, В.Н. Шумскому и С.А. Немову в 1995 году присуждена Государственная премия России в области физики.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мякишев Г.Я., Буховцев Б.Б.* Физика, 10-й класс. М.: Просвещение, 1987.
2. *Яворский Б.М., Селезнев Ю.А.* Справочное руководство по физике для поступающих в вузы и самообразования. М.: Наука, 1984. Гл. 4.
3. *Брандт Н.Б., Чудинов С.М.* Энергетические спектры электронов и фотонов в металлах. М.: Изд-во МГУ, 1980. С. 110–113.
4. *Брандт Н.Б.* Сверхпроводимость // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 1. С. 100–107.

* * *

Николай Борисович Брандт, доктор физико-математических наук, профессор, зав. отделением физики твердого тела физического факультета Московского университета, заслуженный деятель науки Российской Федерации, заслуженный профессор МГУ, лауреат государственных премий СССР и России, премии им. Н.Д. Папалекси и золотой медали им. П.Н. Лебедева АН СССР, Ломоносовских премий МГУ. Область научных интересов – физика низких температур. Автор семи учебников и монографий, 28 монографических обзоров и более 500 научных работ, двух крупных открытий, обладатель 30 патентов и изобретений.