

ФЕНОМЕН p-n-СТРУКТУРЫ

Поляков В. А.

Научно-исследовательский институт радиоприборостроения, г. Москва

Факторы не учитывавшегося ранее явления параметрической стабильности крутизны $S_c(\Sigma\Phi) = I_{eq}/kT = I_c/U_T$ прямой ветви вольт-амперной характеристики (резкого) эмиттерного p-n перехода высокочастотных биполярных транзисторов (низковольтных кремниевых стабилитронов [1]) при интегральном ($\Sigma\Phi$) облучении быстрыми нейтронами и существенной необратимой радиационной деградации усиления тока базы $V(\Sigma\Phi) = I_c/I_b > 1$ в сравнении с параметром крутизны прямой передачи тока коллектора $S_k(\Sigma\Phi) = I_c/U_b \gg \gg 1$ таких транзисторов [2, 3] с неизбежностью приводят к необходимости уточнения сложившихся представлений относительно основ (парадигмы) определения принципа действия p-n переходного слоя, используемых Шокли для описания p-n перехода как рядового случая пассивной структуры.

Можно прийти к пониманию того обстоятельства, что из разрабатываемой Шокли математической модели p-n, не отражающей сущности причинных связей перехода, следует лишь формализованная, количественная теория первого твердотельного электронного прибора. И все, что там интерпретировано в терминах диффузионных процессов в переходном слое, по сути, есть только "легенда" к этой модели и никакого, забегая вперед, отношения к принципу действия контакта сред-антиподов электропроводности (электронно-дырочного образования) не имеет [4].

Создавая в специфической, экспериментально-теоретической среде "Физики твердого тела" (ФТТ) в 1949 г. теорию электронно-дырочного (p-n) перехода, Шокли традиционно рассматривал эту проблему с точки зрения переноса носителей заряда в твердом, пусть неоднородном, но целом кристаллическом теле. Эле-

Твердотельный диод есть не просто определенным образом легированный полупроводниковый кристалл с нелинейными электрическими (вентильными) свойствами - двухполюсник, как его интерпретирует "Физика твердого тела". Это структура функционально замкнутого с "выхода" на "вход" активного p-n- четырехполюсника с феноменальной крутизной прямой передачи, величина которой $S_e = I_{eq}/kT$ определяется только мощностью внешней цепи (током I_e) и известными физическими константами k , T и q . При определенном стечении обстоятельств (дополнительный экстрагирующий p-n переходной слой, например) такой внутренний четырехполюсник может быть разомкнутым и функционировать как эффективный усилитель мощности, например биполярный транзистор. Очевидно, свойство усиления внутреннего p-n- четырехполюсника не является признаком конструкции и относится к случаю закономерных природных явлений, а следовательно, в том или ином виде может проявляться в других, подобных электронно-дырочному переходу образованиях.

электронно-дырочная неоднородность представляет собой переходной, как говорят, "диффузионный" слой с объемным биполярным зарядом на металлургической границе раздела между двумя областями кристалла полупроводника с различными типами электропроводности.

Формально для количественного анализа стационарного состояния p-n-перехода Шокли решал систему уравнений: переноса, непрерывности для дырок или электронов и уравнения Пуассона по координатам кристалла. "Однако точное решение в явном виде не удается найти даже для одномерной модели, так как плотность объемного заряда устанавливается под действием диффузионных процессов в электрическом поле и a priori неизвестна" [5, с. 25].

Один из подходов к решению, в частности, состоял в том, чтобы, исключив из анализа сам "a priori" не прогнозируемый "черный ящик" переходного слоя, рассматривать более или менее регулярные области кристалла справа и слева от границы раздела. Результаты затем "сшивались", что "post factum" позволяло вычислить величину и форму потенциального барьера (контактная разность

потенциалов "КРП" [6], скачок ϕ [7] или "диффузионное" напряжение UD [5]), вывести уравнение вольт-амперной характеристики (ВАХ) p-n-перехода и другие полезные соотношения.

Таким образом, в лучших традициях математического анализа, не раскрывая (в обход) сущности "черного ящика" переходного слоя, рассматривалась ситуация когда *"ширина перехода равна нулю, то есть координата $x=0$ соответствует началу n- и p-областей..., позволяющая понять физическую сущность явления на перехоге"* [8]. Для модели непрерывности переноса носителей заряда при несущественной ширине (W) переходного слоя в кристалле такое упрощение было очевидно и формально позволяло вывести внешне вполне успешную количественную теорию. Но случилось то, что сама сущность p-n-перехода и целый пласт представлений относительно принципа действия (а также сам принцип действия) структур такого типа, как выясняется [4], оказались утерянными.

Исходно было формально показано [3], что усилительные свойства биполярного транзистора обуслов-

ливаает не "пассивный" коллектор, как принято считать, [9], а р-п-переход эмиттера. Можно было сделать никаким образом не следующее из традиционного анализа предположение, что электронно-дырочный (р-п) переход - структура активная. Сложилась ситуация, располагающая к более внимательной оценке и соответствующей интерпретации накопленных в теории и практике фактов относительно содержимого "черного ящика" р-п переходного слоя.

Переходной слой (поверхностный потенциальный барьер)

"Другими словами, на границе твердого тела с вакуумом имеется некоторый энергетический барьер, препятствующий самопроизвольному выходу электронов из кристалла" [10].

Так получилось исторически, и не было сомнений в том, что биполярный переходной слой есть порождение именно р-п-структуры в ее классическом (экспериментально-теоретическом) монокристалльном исполнении. Известно [11] однако, что поверхностный потенциальный барьер ($\Delta\phi$) как явление присущ любому электропроводному телу при $T > 0$. Например, по замечанию **В. И. Фистуль**, *"на поверхности кристалла граничные атомы имеют незавершенные химические связи, то есть они могут воспринимать электроны. Это значит, что поверхностные атомы основного кристалла ведут себя иначе, чем атомы в его объеме ..., как и при всяком нарушении периодичности, в этом случае должны возникать локальные уровни внутри запрещенной зоны полупроводника. ... Отличительной чертой этих уровней является их локализация не только по энергии, но и локализация в пространстве - они сосредоточены лишь на самой поверхности раздела полупроводника с вакуумом или газом. Такие поверхностные уровни носят название таммовских уровней"* [12, с. 48] То есть внешние таммовские уровни это не столько вероятность, сколько реальность их заполнения кинетическими тепловыми носителями заряда на границе с вакуумом, если из бесконечного **теоретически идеального** [13] кристалла (скажем, невырожденного полупроводника п-типа) вырезать образец (блок) конечной величины. Идеализация предполагает соизмеримость диффузион-

ной длины неосновных носителей с размерами блока.

Имеющие нормальные составляющие тепловой скорости, пересекая границу тела с вакуумом, носители заряда проводимости оставляют на атомарно чистой поверхности некомпенсированным тормозящий ("зеркальный", индуцированный) заряд ионов кристаллической решетки шириной L . Возникает приповерхностный скачок потенциалов $\Delta\phi$ (*двойной электрический слой* [6, 11]) или тепловой равновесный **потенциальный барьер**.

Приповерхностный потенциальный барьер *"препятствует выходу"*, то есть является **запирающим**, важно отметить, для **"своих"** собственных подвижных носителей заряда и интересен тем, что представляет собой авторегулирующуюся по температуре систему. С повышением равновесной неразрушающей тепловой скорости носителей заряда с видом на эмиссию (с увеличением температуры фона) потенциальный барьер естественным образом возрастает так, что внешняя электрическая нейтральность тела не нарушается. Пограничный потенциальный барьер уравнивает значительную силу давления "электронного газа", **и сам является силой** - силой межатомных связей.

Другими словами, с точки зрения зонной модели можно было бы сказать, что атомы на внешнем срезе кристалла раскрываются ("обрываются") в вакуум (иную прозрачную среду) своей зоной проводимости - межатомными связями со всей своей энергетикой и механизмами. В этом смысле *"электронная атмосфера"* [6, с. 40] (электронный **кокон**) покидающих блок кинетических носителей на абсолютно чистой "таммовской" поверхности существует не произвольно, а подчиняется волновым законам, подобным орбитальным, и, вероятно, может быть представлено как набор (паттерн, **мощная** энергетическая структура) приповерхностных **стоячих волн**. То есть **поверхностная** электронная "оболочка - кокон" относительно совокупности (среза) приповерхностных атомов организована аналогично атомной оболочке внутри нейтральной части кристалла. Образно говоря, объемная "губчатая" волновая структура зоны проводимости объединяется (сливается) на срезе кристалла в "ко-

кон", модифицируясь в мощную волновую приповерхностную структуру потенциального барьера.

В кристаллах с металлическими свойствами с избыточной ионизацией ширина обеднения ионного слоя соизмерима с шагом решетки ($L \approx a$). Если же таким телом, например, является невырожденный полупроводник с шириной запрещенной зоны в несколько десятков kT/q - кристалл, в котором средствами соответствующего легирования созданы условия "разряжения" ионизируемых центров по сравнению со всей совокупностью узлов решетки, то ширина обедненного слоя может быть существенной ($L \gg a$). В этом случае складывается совершенно уникальное отношение вещей.

Самодостаточные поверхностные обедненные ионные слои не формируются в одночасье - ИХ СУЩЕСТВОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНО.

Максвелловская релаксация зарядов и эффект Ирли

"С ростом запирающего напряжения становится заметной уже неоднократно упоминавшаяся зависимость положения границ запирающего слоя от приложенного напряжения - явление, известное в теории транзистора под названием эффекта Ирли. В р-п-переходах оно не имеет большого значения ..." [5, с. 58].

Пограничный потенциальный барьер - это следствие накапливаемой материальной средой волновой энергии окружающего пространства (температуры), позволяющей говорить о тепловом фоне. При температуре $T > 0$ идеальный электропроводный кристалл будет заключен в запаасающую энергию теплового фона электронный "кокон". Объем кристалла нейтрален, поскольку заряды внутренних ионизируемых атомов и "ткани" носителей проводимости динамически компенсированы [13].

Существенно то, что электропроводность легированного полупроводника, создаваемого на чистой **ОСНОВЕ**, собственная проводимость которой незначительна, носит искусственный характер. То есть с фактором легирования привносится возможность моделирования **типа** электропроводности, **ширины** обедненного слоя, **знака** и **плотности** заряда подвижных носителей в "коконе". Реально на германиевой, кремниевой или другой "основе" моделирует-

специфическая структура ("рабочее тело") с требуемыми характеристиками. Поэтому носители заряда различают как **основные** (примесные), **неосновные** (генерируемые "основой" или инжекция), **положительные** и **отрицательные**.

Если внутри изолированного блока электронной модели (n-тип) каким-либо образом изменить **количество** основных носителей заряда, то провоцируется локальное изменение концентрации "ткани" относительно равновесного значения (n_0) и нарушение нейтральности. За время максвелловской релаксации (τ_n) [13] нейтральность будет восстановлена за счет **подвижки** (выравнивания) элементов "ткани" основных носителей при сохранении концентраций по, но, как полагают в "легенде", не из "глубоких слоев" [7], а за счет **ширины** ($L \gg a$) **обедненного слоя**. Это явление известно как **эффект Ирли**.

Если нейтральность нарушается неосновными носителями (генерация основы, инжекция), то за время максвелловской релаксации (τ_n) неосновные будут (попарно) нейтрализованы основными (за счет **ширины** обедненного слоя). В идеализированном случае отсутствия рекомбинации эти разделяемые запрещенной зоной основы пары неравновесных носителей будут выталкиваться на периферию уже в условиях нейтральности со скоростью, определяемой подвижностью.

Во все эти процессы (как известно) **вмешиваются генерационно-рекомбинационные явления (закон действующих масс), что не меняет существа дела.**

В узком смысле, как досадную причину образования сквозных обратных связей, **явление** зависимости ширины пограничного обедненного ионного L-слоя (p-n-перехода) от приложенного напряжения (**количества** существующих за счет ширины $L \gg a$ неравновесных основных носителей в нейтральном объеме невырожденного полупроводникового кристалла) называют в теории биполярных транзисторов эффектом Ирли.

"В обычных условиях контакта с окружающей средой атомарно-чистые поверхности не существуют, так как газы и другие примеси адсорбируются на ненасыщенных атомарных связях на поверхности" [14, с. 392], маскируя явление. Это **закономерное в природе явление теплового**

поверхностного потенциального барьера с образованием в ряде случаев чувствительного к эффекту Ирли ($L \gg a$) запирающего обедненного ионного слоя в чистом виде обнаруживает себя только внутри кристалла на границе раздела сред, аномалиях, трещинах и т. п.

В **p-n-переходах** явление потенциального барьера традиционно рассматривается как отдельная, требующая индивидуального подхода сущность.

Потенциальный барьер на границе кристалла запасает энергию теплового фона - температуры окружающей среды. Потенциальный барьер на границе невырожденного полупроводника чувствителен к эффекту Ирли.

Механизм опосредованного управления инжекцией Медиатор (посредник)

"Это означает, что основные носители с концентрациями, почти не отличающимися от равновесных, по обе стороны от запирающего слоя будут либо проникать на некоторую глубину в запирающий слой, уменьшая его ширину, либо уходить из некоторого ранее нейтрального слоя, увеличивая ширину запирающего слоя" [5, с. 41].

Таков механизм зависимости ширины обедненного слоя от количества основных носителей в полупроводниковом блоке - так называемый эффект Ирли в широком смысле. При увеличении **количества** основных носителей ширина обедненного ионного слоя **при постоянстве концентраций** уменьшается, при уменьшении - увеличивается. Сам блок приобретает тот или иной знак и величину заряда. Каковы механизмы нарушения нейтральности?

На схеме (рис. 1) изображен участок поверхности блока невырожденного полупроводника, граничащей с вакуумом (или другой прозрачной для подвижных носителей средой, например кристалл i-основы). Предположим, что это электронная модель невырожденного полупроводника (n - тип). Поверхностные электроны образуют "коккон". Обедненный ионный слой ($L_n \gg a$) с потенциалом $\Delta\phi$ занимает простран-

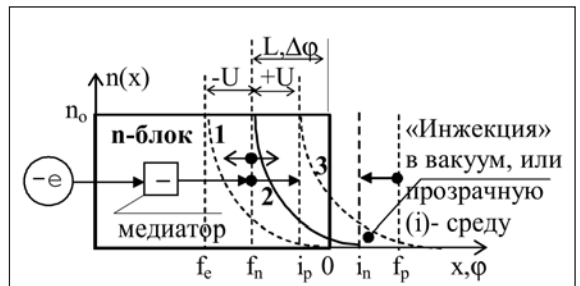


Рис.1 Иллюстрация эффекта Ирли на границе кристалла с вакуумом или другой прозрачной средой. Заряд в вершине «коккона», пересекающий границу i_n может быть объектом инжекции.

ство по оси x от равновесной границы нейтральности (f_n) до поверхности "0". Подвижные основные носители заряда обозначены серым цветом. Внутри блока, до границы нейтральности f_n , плотность их распределения ("ткань" n_0) постоянна. Внутри "коккона", часть которого располагается в пределах обедненного слоя $L_n \gg a$, плотность распределения тепловых носителей падает экспоненциально (по закону Больцмана [5, с. 28]) от величины n_0 на границе f_n (равновесная кривая "1") практически до нуля на границе f_p в вакууме (или другой прозрачной среде).

В нейтральном состоянии, на равновесной границе f_p , заряд "коккона" и "зеркальный" заряд обедненного ионного слоя взаимно компенсированы, тело нейтрально. Не получив дополнительно к фону энергию, необходимую для совершения "работы выхода" против индуцируемого заряда ионов через границу инжекции $i_n = f_p$, "коккон" не может покинуть практически ни один тепловой электрон. Подвижная граница инжекции i_n - это та же (предельная) граница f_p , но в неравновесном состоянии.

Вызываемое внешними факторами (например, источником электронов $e(U)$ на рис. 1) изменение: 1) **количества** (интеграл) "ткани" основных носителей в нейтральном объеме блока в соответствии с эффектом Ирли инициирует 2) изменение положения **границы нейтральности** (f_n) от своего равновесного состояния и 3) **ширины** обедненного слоя (L_n). В результате происходит 4) соответствующее изменение величины **потенциального барьера** $\Delta\phi$ и именно в такой причинной связи. Как говорят, обедненный слой "дышит" [5]. Здесь можно обнаружить ряд существенных для уяснения функциональной структуры p-n-перехода обстоятельств.

Контролируемое изменение положения границы нейтральности (f_n), то есть управление шириной (L_n) обедненного слоя и определяемой ими величиной потенциального барьера $\Delta\phi$, не прямо связано с действием внешнего фактора (U). Существует опосредующее, интегрирующее звено из управляемого количества (при "постоянстве концентраций") подвижных основных носителей заряда ("ткани") в нейтральном объеме блока (за счет функционально свободной ширины обедненного ионного слоя).

В процессе управления "толщина" (амплитуда " f_p-f_n " на рис. 1) "кокона", определяемая преимущественно температурой фона, остается в узком смысле **постоянной**. Другими словами, по замечанию **И. П. Степаненко**, "при не слишком сильных электрических полях дрейфовая скорость намного меньше тепловой или, как говорят, температура носителей определяется температурой кристаллической решетки" [7, с. 36].

Ток в любом сечении энергетической структуры кинетических носителей "кокона" (стоячей волны), очевидно, равен нулю, поскольку их восходящий поток в случае отсутствия потерь равен нисходящему [6, с. 40]. То есть энергетический "коконт" - структура **нейтральная** (закрытый объект, который не является током при перемещении).

Очевидно, "ткань" кинетических носителей заряда в нейтральной части объема блока и "коконт" следует рассматривать как две функционально самостоятельные структуры. "Ткань" нейтральной части объема блока является посредником (медиатором) на границе нейтральности (f_n) между внешними факторами (U) и пространственным положением "коконт". Самодостаточный, константный "коконт" как бы привязан, "сидит" своим основанием на границе нейтральности (f_n) и, не меняя амплитуды, движется вместе с ней. Изменяя количество основных носителей в нейтральной "ткани" (интегрирующее звено), можно **опосредованно** управлять, перемещая границу нейтральности (f_n), пространственным положением "коконт" относительно границы **инъекции** i_n . То есть можно изменить суммарный заряд части энергетического пакета, коконт", перемещаемого через границу инъекции ($i_n \equiv f_p$), в вакууме **или дру-**

гой, прозрачной для основных носителей среде.

При удалении основных носителей (медиатора) из "ткани" нейтральной части блока и соответствующем отрицательном смещении (сжатии) границы нейтральности (f_n) весь "коконт" (кривая 2) может оказаться втянутым в тело (гиперполяризация). Тело приобретает заряд ионов - состояние экстракции. В случае увеличения количества медиатора граница нейтральности вытесняет **константный** энергетический "коконт" (кривая 3) за пределы i_n , заряд тела приобретает знак основных носителей - состояние инъекции.

Существенно то, что внешняя управляющая сила (U) и управляемая через **интегрирующее** звено медиатора величина потенциального барьера ($\Delta\phi$ или U_n) будут ортогонально (без обратного влияния) развязаны (не являются объектами сложения).

Итак, имея в виду закономерность существования "коконт" - энергоемкой стоячей волны с **постоянной амплитудой** или паттерна подвижных тепловых носителей заряда на срезе кристаллического тела с эффектом Ирли ($L \gg a$), можно формально говорить о факторе инъекции подвижных носителей заряда в вакуум или другую прозрачную среду и механизме управления такой инъекцией на примере изолированного блока. Здесь выясняется ряд существенных для понимания природы активности р-п переходного слоя моментов.

Эффект инъекции

"В классической электронной теории работа выхода истолковывается как работа, совершаемая электроном при его вылете из металла, во-первых, против сил притяжения со стороны положительных зарядов, индуцируемых электроном на поверхности металла, и, во-вторых, против сил электрического поля двойного электрического слоя. Этот слой возникает у поверхности металла благодаря тому, что в процессе теплового движения электроны проводимости могут пересекать поверхность металла, образуя около нее "электронное облако"... Такой двойной электрический слой подобен весьма тонкому заряженному конденсатору, одной из облаков которого служит поверхность металла с находящимися на ней положитель-

ными ионами, а другой - "электронное облако". За пределами двойного слоя напряженность его электрического поля равно нулю" [11, с. 406].

Реализуя (через интегрирование медиатора) процедуру положительного смещения границы нейтральности (f_n), можно было бы начать перемещение "коконт" с постоянной амплитудой через **границу инъекции** i_n f_p и осуществить "слив" электронов (инъекцию подвижных носителей заряда) в вакуум или другую прозрачную среду. Причем процесс смещения границ развивается в двух направлениях. При вытеснении границы f_n в направлении поверхности, уменьшении ширины L_n и соответствующем уменьшении величины потенциального барьера ($\Delta\phi$) граница инъекции от равновесной (f_p) понижается во встречном направлении в позицию i_n , дополнительно открывая новые слои "коконт" в вакууме. Заряд носителей, пересекающих равновесную границу инъекции i_n f_p , экспоненциально связан с внешним напряжением (U). Но инжектируемые через границу i_n носители остаются в поле действия индуцированного заряда ионного слоя барьерообразующей примеси в кристалле основы. Для преодоления этого барьера источник внешней силы должен совершить работу выхода.

Необходимо прийти к пониманию того обстоятельства, что обсуждаемый здесь чувствительный к эффекту Ирли "потенциальный барьер на границе тела с вакуумом" и исключенный из анализа в виде граничных условий Шокли потенциальный барьер р-п-перехода есть единая, так или иначе проявляющая себя сущность поверхностных (аномальных) состояний вещества. Потенциальный барьер р-п-перехода со своей энергетикой не возникает как следствие диффузии неравновесных носителей из-за перепада (градиента) их концентраций на границе раздела, **а существует априори** (до контакта) как неотъемлемое, закономерное состояние электропроводного тела.

Для ФТТ это качественно иная ситуация в идеологии поверхностных состояний вещества и контактных явлений на границе раздела электропроводных сред, частным расположением которой могут быть подходы к определению принципов действия систем типа электронно-ды-

рочного перехода (живых мембран и механизмов передачи нервных импульсов). Идеологии, восходящей к решению вопроса о закономерности зарождения живой материи, "Вечной загадки", порождающей во все времена множество теорий о происхождении жизни на Земле [15].

Частный вывод состоит в том, что концептуально р-п-переход в принципе не верно представлять как единый (в опытах Хейнся-Шокли), пусть неоднородный монокристалл, в котором все процессы возникают как диффузионно-дрейфовое следствие металлургической нелинейности свойств на границе раздела р- и п-областей. В действительности, чтобы "понять физическую сущность явления" [8], р-п-переход необходимо рассматривать как суперпозицию двух независимых объектов: поляризующихся сред с р-свойствами и п-свойствами, то есть **антиподов** электропроводности.

Таким образом, равновесный, накапливающий энергию внешней среды, автостабилизирующийся по температуре, чувствительный к эффекту Ирли поверхностный потенциальный барьер некоторых сред - **структура самодостаточная и закономерная в природе**, то есть не требующая для своего существования дополнительных условий, как то твердотельный р-п-переход.

В природе существуют готовые механизмы для стихийного возникновения таких вещей, как управляемые, активные контакты - уникальный феномен поверхностных состояний вещества.

Электронный и дырочный антиподы электропроводности

Полуметаллам и "металлам обедненные слои не свойственны" [16, с. 101]. Создаваемые искусственно, они обретают реальные очертания в примесных полупроводниках с концентрациями примесей между $\sim 10^{18} \text{см}^{-3}$ для полуметаллов и $\sim 10^{11} \text{см}^{-3}$ - собственных.

Искусство состоит в том, чтобы в чистом кристалле полупроводника (основе) с несущественной в рабочем диапазоне температур собственной проводимостью "посадить" сравнительно небольшое (заданное) количество ионизируемых примесных атомов, которые становятся требуемым **"рабочим телом"**. В некотором интервале концентраций примесей

(полезных и вредных) полупроводники называют невырожденными, когда все еще сохраняются приемлемыми (функциональными) ширина запрещенной энергетической зоны основы и собственная проводимость, то есть $L \gg a$.

Главным достижением этого метода, решившим дальнейшую судьбу р-п-перехода и твердотельной электроники в целом, был доступ к созданию "рабочих тел" (блоков) с **электрически зеркальными** характеристиками. Были получены как рабочее тело с привычно металлическим положительным ионом решетки кристалла и отрицательным зарядом проводимости (п-тип), так и, что существенно, его **антипод** - с отрицательным неподвижным ионом и положительным зарядом проводимости (р-тип).

На самом деле в дырочном полупроводнике (модели р-типа) дырки не имеют уровней, разрешенных в вакууме. Сама идея дырочной проводимости в кристалле условна. Если, однако, представить, что граница легирования (барьерообразующей примеси) "0" делит блок основы (i-тип) на две части, то i-пространство основы для дырок модели р-типа и электронов модели п-типа будет представлять "космос вакуума" (рис. 1). То есть в первом приближении р- и п-модели электропроводности **внутри** кристаллической основы равноценны, их чувствительные к эффекту Ирли ($L \gg a$) потенциальные барьеры самодостаточны. Но как объекты зонной теории они имеют принципиально важное отличие - это их комплементарность **относительно энергетической щели основы**.

Полупроводниковый кристалл основы (i) обычно выбирается с достаточно широкой для минимизации собственной проводимости запрещенной зоной (энергетической щелью). В модели п-типа средствами легирования электронная проводимость организована по "потолку" энергетической щели, а дырочная для р-модели - по "дну". Все это, в частности, означает, что в суммарном () биполярном обедненном слое р-п-перехода, в равновесном состоянии, **электронный и дырочный "коконы" стоят один в другом**, разделяемые энергетической щелью основы. В



Рис.1 Иллюстрация эффекта Ирли на границе кристалла с вакуумом или другой прозрачной средой. Заряд в вершине «кокона», пересекающий границу i_n может быть объектом инжекции.

идеализируемом случае они могут взаимодействовать только через межзонную рекомбинацию, то есть минимально (взаимодействуют опосредованно через максвелловские нарушительно-восстановительные процессы сохранения нейтральности). Следовательно, идеальный (без потерь на рекомбинацию) р-п-переход, прежде всего, представляет собой идеальный р-п-конденсатор. Для обратного смещения это просто очевидно. Прямое смещение - уникально, но существа дела не меняет.

Интерпретация (модель) р-п-перехода с точки зрения контакта самодостаточных антиподов электропроводности открывает пласт качественно новых представлений о физике таких систем и принципе их действия.

Симметричный электронно-дырочный переход

"Так как концентрация дырок в р-области много больше концентрации дырок в п-области, то дырки из р-области будут диффундировать в п-область, при этом в р-области у границы раздела останутся неподвижные отрицательные ионы акцепторов и возникнет отрицательный объемный заряд $-qN_A$. Дырки, переходя в п-область, рекомбинируют с электронами, в результате чего концентрация электронов справа от границы уменьшается. Аналогично электроны из п-области (где их много) диффундируют в р-область (где их мало) ..., возникает положительный объемный заряд $+qN_D$. Электроны, переходящие в р-область, рекомбинируют с дырками ..., вблизи границы раздела образуется ОПЗ (область пространственного заряда), в которой концентрация электронов и дырок понижена" [17]. "Область об-

разовавшихся пространственных зарядов и есть область р-п-перехода" [7, с. 87].

В р-п-переходе на границе раздела со стороны хотя бы одного из "антиподов" эффект Ирли предполагает существование широкого ($L \gg a$) пограничного обедненного ионного слоя (в противоположном случае р-п-переход не имеет физического смысла).

Предположим, имеется модель p-i-диода. По природе, на границе антиподобразующей примеси внутри i-кристалла существует потенциальный барьер, который удерживает свой энергоемкий электронный "кокон" от "растекания" в i-область. При прямом смещении "кокон" будет продвигаться через границу i_p , иницируя условие инжекции неосновных носителей в i-область (рис. 1). Тем не менее, чтобы "инжектируемые" носители "кокона" как неосновные могли перейти на уровни покоя и стать "диффузионным хвостом", они должны получить в пару неравновесные основные носители по другую сторону i-энергетической щели. Не получив такой поддержки в i-области (здесь только собственная проводимость), инжекция не возникает. Суть в том, что не экранируемые основными инжекционными неосновными носителями "кокона" не в состоянии преодолеть СВОЙ индуцированный потенциальный барьер на границе раздела сред.

Другая ситуация складывается в контакте "антиподов". Инжектируемые "хвосты" "коконов", которые по природе стремятся покинуть свой блок, взаимно проникая в нейтральные экранирующие области избыточного количества неравновесных основных носителей, без всякой реакции получают такую возможность. Их "уводят" основные.

На рис. 2 изображена условная схема, поясняющая элементы формирования, функциональной структуры и принципа действия симметричного ("резкого") р-п-перехода. Здесь совмещены две различные, выполненные на одной основе модели электропроводности. По горизонтали рисунок поделен двойной вертикальной пунктирной линией "0" на р- и п-области. Ординаты f_n и f_p обозначают положение границ нейтральности в блоках "антиподов" в равновесном состоянии. Ординаты i_p и i_n - те же границы, но в неравновесном со-

стоянии при прямом смещении U.

По вертикали, относительно условного изображения энергетической щели основы в середине рисунка, сверху и снизу располагаются зоны проводимости п- и р-моделей. В равновесном состоянии разноименные, разделяемые запрещенной зоной "коконы" (кривые 1 и 2) территориально располагаются (стоят один в другом) в суммарном обедненном ионном слое ($W = L_n + L_p$) между равновесными границами нейтральности f_n и f_p , не пересекая их, не инжектируя в соседние области.

Закон сохранения для р-п-перехода, вероятно, состоялся бы в том, что система из двух контактирующих (взаимодействующих) нейтральных блоков "антиподов" будет нейтральной. Как следствие, наружные части их "коконов" будут размещаться в "чужих" обедненных слоях, не пересекая встречных (f_p и f_n) гра-

ниц нейтральности, не инжектируя, не нарушая, будучи нейтральными, нейтральности системы. Соответственно, в контакте блоков-антиподов границей инжекции (i_n) для вершины п-кокона становится граница нейтральности р-блока ($f_p = i_n$) и, наоборот, для р-кокона граница нейтральности п-блока (f_n) будет соответствовать границе инжекции ($i_p = f_n$).

Нужно, конечно, понимать, что это только далекая от реальности и очень условная иллюстрация концепции существования естественной причины возникновения управляемых (активных [4]) контактов типа р-п-перехода, который в действительности, как говорят, "не может быть получен путем спайки или сварки соответствующих компонентов" [7].

(Продолжение следует).

Литература

1. Вавилов В. С., Ухин Н. А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых устройствах. М.: Атомиздат, 1969.
2. Поляков В. А. К вопросу идеологии биполярного транзистора (радиационный ресурс)// Радиопромышленность, 2000. Вып. 2. С. 61-76.
3. Поляков В. А. К вопросу идеологии электронно-дырочного перехода (о принципе действия биполярного транзистора)// Радиопромышленность, 2000, Вып. 2. С. 77-97.
4. Поляков В. А. К вопросу идеологии поверхностных состояний вещества (электронно-дырочный переход, живые мембраны)// Радиопромышленность, 2000, Вып. 4. С. 31-75.
5. Пауль Р. ТРАНЗИСТОРЫ. М.: Советское радио, 1973.
6. Матосов М. В. Физика работы выхода электрона. М.: Издательство МАИ, 1989.
7. Степаекенко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. М.: Энергия, 1973.
8. Спиридонов Н. С. Основы теории транзисторов. Киев: Техника, 1975.
9. Федотов Я. А. Основы физики полупроводниковых приборов. М.: Советское радио, 1970.
10. Горбачев В. В., Спицына Л. Г. Физика полупроводников и металлов. М.: Металлургия, 1982.
11. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. М.: Наука, 1974.
12. Фистуль В. И. Введение в физику полупроводников. М.: Высшая школа, 1975.
13. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977.
14. Под редакцией Кривицкого Б. Х., Дулина В. Н. Справочник по теоретическим основам радиоэлектроники. Т. I. М.: Энергия, 1977.
15. Подборка статей о происхождении и эволюции жизни// ЖВХО им. Д.И.Менделеева, 1980. Т. XXV. № 3,4.
16. Зеегер К. Физика полупроводников. М.: МИР, 1977.
17. Тугов Н. М., Глебов Б. А., Чарыков Н. А. Полупроводниковые приборы. М.: Энергоатомиздат, 1990.
18. Меклер А. Б. О происхождении живых клеток: эволюция биологически значимых молекул - переход химической эволюции в биологическую. Новый подход к проблеме// ЖВХО им. Д.И.Менделеева, 1980. Т. XXV. № 4. С. 460.
19. Руденко А. П. Эволюционная химия и естественноисторический подход к проблеме происхождения жизни// ЖВХО им. Д.И.Менделеева, 1980. Т. XXV. № 4. С. 390.
20. Бен Хобринк ЭВОЛЮЦИЯ. М.: Мартис, 1993.