# Лавинно-пролетный диод

Содержание

|  |  |
| --- | --- |
| Введение.................................................................................................. | 3 |
| 1Основные особенности лавинно-пролетных диодов......................... | 4 |
| 2 Диоды с полевой эмиссией.................................................................. | 9 |
| 3 Принцип работы ЛПД.......................................................................... | 15 |
| Заключение.............................................................................................. | 19 |
| Список использованной литературы..................................................... | 20 |

**ВВЕДЕНИЕ**

Настоятельная необходимость миниатюризации аппа­ратуры СВЧ, повышение ее экономичности и надежности вызвала быстрый рост рабочих частот полупроводнико­вых приборов. Наряду с большими успехами в техноло­гии транзисторов этому способствовало открытие новых физических явлений в полупроводниках, сделавшее воз­можным разработку приборов, адекватных СВЧ диапа­зону.

Одним из первых явлений такого рода было обнару­женное СВЧ излучение при ударной ионизации  в р-п переходах, послужившее основой для создания в 1959 г. новых СВЧ приборов—лавинно пролетных диодов (ЛПД).

На базе ЛПД создаются и быстро совершенствуются разнообразные приборы и устройства, в первую очередь генераторы когерентных и шумовых колебаний сантиметрового и миллиметрового диапазонов. Малые габариты и вес, экономичность, виброустойчивость и т. п. позволяют отнести генераторы на ЛПД к числу наиболее перспектив­ных источников электромагнитных колебаний СВЧ, открывающих широкие возможности развития СВЧ микросхемотехники.

1 ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ

Характерной особенностью развития современной ра­диотехники является быстрое продвижение полупроводниковых приборов в область сверхвысоких частот. Про­гресс в этом направлении был достигнут в результате значительного усовершенствования технологии изготовления высокочастотных транзисторов, разработки тун­нельных диодов и диодов с переменной емкостью (варакторов). Хотя все эти приборы появились совсем недавно, они уже широко применяются в диапазоне СВЧ в ка­честве  элементов высокочувствительных приемных устройств и умножительных цепочек. Однако до послед­него времени не удавалось создать эффективного авто­генератора сантиметровых волн, который мог бы слу­жить твердотельным эквивалентом одного из основных электровакуумных приборов СВЧ — отражательного кли­строна.

Этот пробел в значительной мере восполняет новый полупроводниковый СВЧ прибор — лавинно-пролетный диод (ЛПД), являющийся основой целого класса СВЧ устройств; генераторов, усилителей и преобразователей частоты.

В процессе исследования зависимости коэффициента преобразования частоты в диапазоне СВЧ на параме­трических полупроводниковых диодах от величины при­ложенного к диоду постоянного смещения и мощности накачки было установлено, что при больших значениях обратного напряжения, превышающих пробивное, неко­торые из диодов генерировали СВЧ колебания и в от­сутствие сигнала накачки.

Диффузионные диоды с меза-структурой и одним р-п переходом, сформированным путем диффузии мышьяка в германий р-типа, легированный галлием (рис. 1).

|  |
| --- |
|  |

Рис. 1. Структура диода.

Рис. 2. Схема включения ЛПД в цепь постоянного тока.

Диод помещали в высокочастотный резонатор и вклю­чали в цепь постоянного тока, как показано на рис. 2. Генерация СВЧ колебаний наблюдалась при отрица­тельных напряжениях, на 0,5—1,5 В, превышающих про­бивное напряжение, когда через диод проходил постоян­ный ток от 0,5 до 10—15 мА. Мощность колебаний в не­прерывном режиме составляла для различных диодов величину от десятков микроватт до нескольких милли­ватт. Спектр колебаний в зависимости от тока, текущего через диод, и настройки резонатора изменялся от близ­кого к шумовому до почти монохроматического. Длина волны колебаний лежала в пределах от 0,8 до 10 см и зависела от размеров резонатора и значений реактив­ных параметров диодов. Перестраивая резонатор (на­пример, перемещением короткозамыкающего плунжера), можно было плавно изменять частоту и мощность ко­лебаний. В недовозбужденном режиме вблизи порога генерации наблюдалось регенеративное усиление СВЧ колебаний с коэффициентом усиления 15—20 дб. Диоды на которых были получены генерация и усиление СВЧ колебаний, как правило, не давали заметной паразитной генерации на более низких частотах, хотя не при­нималось специальных мер для ее подавления.

Рис 3. Обратная ветвь вольтамперной характеристики ЛПД

Уже первые эксперименты показали, что основным признаком генерирующих диодов, является форма об­ратной ветви их вольтамперной характеристики, пока­занной на рис. З сплошной линией. Как видно из ри­сунка, особенностью этой харак­теристики является резкий излом при пробивном напряжении *U*пр. При отрицательных напряжениях, меньших (по абсолютной величи­не) U*пр*, ток, текущий через диод (ток насыщения), очень мал и со­ставляет для различных диодов от 0,01 до 1 мкA. При *U*=*U*np вольтамперная характеристика претер­певает резкий излом, ток резко возрастает и при дальнейшем уве­личении отрицательного смещения растет почти линейно с на­пряжением. Максимальное значе­ние постоянного тока диода огра­ничивалось опасностью теплового пробоя, выводящего диод из строя.

Наклон вольтамперной характеристики на рабочем участке был всюду положительным и соответствовал положительному дифференциальному сопротивлению *R*д слабо зависящему от тока и лежащему для различных диодов в интервале 50—300 Ом.

Вольтамперная характеристика негенерировавших диодов, как правило, отличалась более или менее плав­ным увеличением тока вблизи пробивного напряжения (штриховая кривая рис. З) и большим значением диф­ференциального сопротивления *R*д на этом участке. На некоторых диодах при *U*>*U*пр наблюдались скачки тока, соответствующие участкам вольтамперной характеристи­ки с отрицательным наклоном. Эти диоды в ряде слу­чаев давали низкочастотную генерацию (1—10 кГц), но, как правило, не генерировали СВЧ колебания.

Последующие эксперименты показали, что подобные же явления (генерация СВЧ колебаний) могут наблю­даться и на диодах другой структуры: диффузионных на базе n-германия, сплавных германиевых диодах с рез­ким  р-п переходом, диффузионных и сплавных кремние­вых диодах и т. д.

Таким образом, была установлена возможность эф­фективной (с КПД > 1%) генерации, а также усиле­ния СВЧ колебаний полупроводниковым диодом, вольтамперная характеристика которого не имеет «падающих» участков или, иначе говоря, не имеет «статического» от­рицательного сопротивления.

Физическая при­рода этого динамического отрицательного сопротивления связана с процессом ударной ионизации в р-п переходе и с взаимодействием образованной при этом лавины свободных носителей тока (электронов и дырок) с вы­сокочастотным полем в слое объемного заряда (запой­ном слое) обратно смещенного р-п перехода. Действи­тельно, известно два основных механизма резкого воз­растания тока в обратно смещенном р-п переходе — ла­винный пробой вследствие ударной ионизации атомов кристалла подвижными электронами и дырками и эф­фект Зинера — туннельный переход носителей заряда из заполненной зоны одного полупроводника в свободную зону другого. Эффект Зинера проявляется лишь в достаточно узких р-п переходах с напряжением пробоя меньше 5 В для германия. В нашем случае это напряжение превышало 20 В, так что возрастание тока можно было целиком отнести за счет ударной иони­зации. Исследования подтвердили это предположение, и диоды, в которых наблюдался эффект генерации СВЧ колебаний, были названы лавинно-пролетными.

2 ДИОДЫ С ПОЛЕВОЙ ЭМИССИЕЙ

Диоды с динамическим отрицательным сопротивле­нием известны в вакуумной электронике уже 60 лет. Л. Левеллин экспериментально показал возможность создания на основе такого диода генератора СВЧ. Схема подобного генератора включает диодный проме­жуток, ограниченный двумя электродами — катодом и анодом, к которым приложена постоянная *U*0 и пере­менная *U*~ разности потенциалов, и внешний колеба­тельный контур.

С термоэмиссионного катода в диодный промежуток поступает немодулированный поток электронов. Под дей­ствием переменного поля скорость электронов изменя­ется, и первоначально однородный электронный поток группируется. При этом средняя (за период) энергия взаимодействия электронов с переменным полем оказы­вается отличной от нуля и зависящей от угла пролета электронов в диоде q = wt (t—время пролета электро­нов). В определенных интервалах значений угла пролета

2pn < q < (2n + 1)  (n = 1, 2, ...).

Эта энергия отрицательна, т. е. происходит трансформация кинетической энергии электронов в энергию высокочастотного поля. В соответствующих диапазонах частот активное сопротивление диода отрицательно.

Однако поскольку группировка электронов и отбор высокочастотной мощности происходят в одном и том же пролетном пространстве при отсутствии в этом простран­стве замедленных электромагнитных волн, эффектив­ность такого взаимодействия невелика и абсолютная ве­личина активного сопротивления диода много меньше величины его реактивного (емкостного) сопротивления. Поэтому для создания автогенератора в СВЧ диапазоне приходится подключать к диоду внешний контур с высо­кой добротностью и снимать с катода очень большие плотности тока. В связи с этим реализация подобных генераторов встретила значительные трудности и они не нашли практического применения.

Между тем существует принципиально простой спо­соб резкого повышения эффективности диодных генера­торов. Он заключается в замене модуляции электронов по скорости модуляцией по току на входе в диодный промежуток.

Допустим, что вместо термоэмиссионного катода в диоде используется какой-либо тип автоэмиссионного катода с достаточно резкой зависимостью тока эмиссии от напряженности электрического поля. В этом случае выходящий из катода поток электронов будет модулирован по плотности с частотой приложенного напряжения.

Активное сопротивление такого диода может принимать отрицательные значения и при отсутствии дополнитель­ной группировки электронов в диодном промежутке. Это хорошо видно на пространственно-временной диаграмме движения электронов в диоде с полевой эмиссией, изо­браженной на рис. 4а. Сгустки электронов, вырванные из катода в моменты максимума высокочастотного поля, движутся сначала в ускоряющем, а затем в тормозящем поле, и, если угол пролета между катодом и анодом превышает p, активное сопротивление диода отрицательно и достигает максимальной величины при q » 3/2 p (рис. 1.2,а). Дополнительная группировка электронов за счет модуляции по скорости в диодном промежутке игра­ет при этом второстепенную роль. Как условия возбуж­дения, так и к. п. д. такого генератора могут быть зна­чительно лучшими, чем у диодных генераторов со скоростной модуляцией электронов.

Рис. 4а относится к случаю, когда ток эмиссии мгно­венно следует за напряженностью электрического поля. Допустим теперь, что по каким-либо причинам ток эмиссии отстает во времени от напряженности электрического поля. Причины такого запаздывания эмиссии могут быть различными.

Рис. 1.1. Пространственно-вре­менная диаграмма движения электронов в диоде с полевой эмиссией:

а) без запаздывания эмиссии;

б) с запаздыванием эмиссии.

Зависимость активного сопротивления такого диода от угла пролета электронов без учета элек­тронного пространственного заряда схематически изобра­жена на рис. 5б. В идеальном случае КПД такого генератора может достигать больших значений.

Рис. 5. Активное сопротивление диода с полевой эмиссией:

а) без запаздывания эмиссии;

б) с запаздыванием эмиссии.

В предыдущих рассуждениях мы исходили из чисто кинематической модели, пренебрегая влиянием объем­ного заряда на группировку электронов в диодном про­межутке. Между тем это влияние во многих вариантах диодных генераторов отнюдь не мало. Особенно суще­ственна роль объемного заряда в диодах с полевой эмиссией, в которых электронный объемный заряд, сни­жая напряженность электрического поля у катода, непо­средственно влияет на ток эмиссии. По существу элек­тронный объемный заряд создает в диоде своеобразный механизм внутренней отрицательной обратной связи. Если ток эмиссии мгновенно следует за полем, то дейст­вие этой отрицательной обратной связи сводится лишь к ограничению протекающего через диод среднего тока. Однако, если эмиссия инерционна, положение суще­ственно меняется.

Отставание тока эмиссии от поля эквивалентно введениию в отрицательную обратную связь запаздывания, что существенно влияет на колебательные свойства си­стемы. Обладая определенными дисперсионными свой­ствами, такая обратная связь на одних частотах облег­чает условия возбуждения автоколебаний в системе, сни­жая требования к добротности внешнего резонансного контура, а на других, напротив, ухудшает эти условия вплоть до полного подавления автоколебаний. Более то­го, при некоторых условиях эта связь может оказаться достаточной, чтобы в диоде возникли собственные автоколебания, вообще не нуждающиеся во внешнем доброт­ном резонансном контуре. В этом случае диодный про­межуток работает как автоколебательная система, созда­вая во внешней активной нагрузке импульсы тока с ча­стотой, определяемой временем запаздывания и скоро­стью «срабатывания» отрицательной обратной связи.

Колебательный процесс в таком генераторе можно схематически представить следующим образом (рис. 6).

Допустим, например, что время пролета электронов в диоде t не зависит от высокочастотного поля и вдвое превышает время запаздывания эмиссии. Пусть в момент времени *t*=0 к диоду приложена разность потенциалов *U*0, создающая у катода напряженность по­ля *Е*=*Е*(0), превышающую на D*E*(0) критическое значение *E*np, при котором начинается эмиссия электронов.

Рис. 6. Изменение во времени поля у катода Е(0) и тока IЭ в диоде с запаздывающей эмиссией.

При *t*=*t*1=t3 возникает ток *I*Э, величина которого определяется полем *Е*(0) и сохраняется неизменной в течение времени t3. По мере увеличения объемного заряда в диодном промежутке поле у катода снижается и, если плотность тока эмиссии достаточно высока, принимает значения, меньшие *U*пр. Эмиссия из катода длится в течение времени, несколько превышающего t3, и затем  прекращается.  К  ано­ду  движется  пакет  электронов.  В  момент *t*2=t+2t3+Dt»3/2t первые электроны пакета достигают анода, поле у катода начинает возрастать. К моменту *t*2=t+2t3+Dt»3/2t весь пакет электронов выходит из пролетного пространства, поле у катода достигает начальной величины. Затем цикл повторяется. Длительность цикла, т. е. период колебаний, составляет, таким образом, около 2p/w. Добавление поля электронного пространственного заряда нарушает описанные выше фазовые соотношения между током эмиссии и электрическим полем в диодном промежутке, в результате чего на частотах, ниже некоторого значения, активное сопротивление диода становится положительным. Эта так называемая харак­теристическая частота зависит от запаздывания и кру­тизны изменения тока эмиссии с полем; она близка к ча­стоте собственных автоколебаний диода.

Изложенные соображения носят общий характер и полностью применимы не только к вакуумным, но и к диодам других типов —диэлектрическим, полупровод­никовым и т. п., с учетом, разумеется, специфики движе­ния носителей заряда в твердых телах. В частности, эти соображения имеет непосредственное отношение к меха­низму работы лавинно-пролетных диодов.

**3 ПРИНЦИП РАБОТЫ ЛПД**

Схематически механизм работы р-n ЛПД можно представить следующим образом. Рассмотрим для опре­деленности запорный слой обратно смещенного плавно­го p-n перехода (рис. 7). Он представляет собой уча­сток полупроводника, в котором практически отсутству­ют подвижные носители заряда, а приложенная к р-n переходу разность потенциалов компенсируется полем объемного заряда ионов примеси *N*n и *N*p, положитель­ным в одной части запорного слоя (n-слой) и отрица­тельным — в другой (p-слой). Этот участок ограничен с обеих сторон нейтральными слоями полупроводника. Напряженность электрического поля *Е* максимальна в плоскости *х*=0, где объемный заряд ионов примеси меняет знак (плоскость технологического перехода). По мере увеличения напряжения смещения запорный слой расширяется и напряженность электрического поля воз­растает. Когда поле в плоскости технологического пере­хода достигает некоторого критического значения *Е* = *Е*np, начинается интенсивный процесс ударной иониза­ции атомов кристалла подвижными носителями заряда, приводящий к лавинному умножению числа носителей и образованию новых электронно-дырочных пар.

Область, где происходит рождение носителей заряда, ограничена более или менее уз­ким слоем — так называемым слоем умножения, рас­положенным вблизи технологического перехода, где полемаксимально (рис. 7). Образованные в слое умноже­ния электроны и дырки дрейфуют под действием сильного электрического поля к границе нейтрального полу­проводника через пролетные участки запорного слоя, причем дырки движутся через р-слой,  а, электроны через п-слой. Так как  напряженность электрического поля в большей части р-п перехода очень велика, то скорость дрейфа носителей практически постоянна и не завялит от поля.

Рис. 7. Схема плавного р-п перехода ЛПД:

а) запирающий слой;

б) распределение ионов примеси;

в) измение электрического поля.

Таким образом, обратно смещенный р-п переход при напряжении, близком к пробивному, представляет собой диодный промежуток, в котором роль катода играет слой умножения, а роль пролетного пространства — остальная часть запорного слоя. Эмиссия такого катода носит ярко выраженный «полевой» характер — ток, вы­ходящий из слоя умножения, возрастает или убывает в зависимости от напряженности электрического поля в этом слое. Лавинная природа тока эмиссии обуслов­ливает его инерционность — для развития лавины требу­ется определенное время, так что мгновенное значение электрического поля определяет не саму величину лавин­ного тока, а лишь скорость его изменения во времени. Поэтому изменение тока не следует мгновенно за изме­нением электрического поля, а отстает от него по фазе на величину, близкую к p/2.

Такой р-п переход близок по свойствам к оптималь­ному варианту полевого диода, в котором ток эмиссии отстает от поля на четверть периода. Под действием приложенного к р-п переходу переменного напряжения из слоя умножения выходят «пакеты» носи­телей заряда, которые сразу попадают в тормозящее вы­сокочастотное поле, так что энергия взаимодействия этих носителей с полем отрицательна почти при любой ши­рине р-п перехода. Отсутствие модуля­ции скорости носителей в этом случае лишь улучшает высокочастотные свойства диода.

Поэтому основные выводы о свойствах полевого дио­да с запаздывающей эмиссией, сделанные выше, приме­нимы и к лавинно-пролетному диоду. Это касается, в частности, соображений о влиянии объемного заряда под­вижных носителей на колебательные свойства генератора на лавинно-пролетном диоде. Попадая в пролетное пространство, основные носители частично нейтрализуют пространственный заряд ионов примеси и снижают поле в слое умножения. Этот эффект облегчает условия само­возбуждения генератора на частотах выше характери­стической и препятствует возникновению паразитных колебаний на более низких частотах, где активное со­противление диода положительно.

Вместе с тем, ЛПД имеет специфические особенно­сти, связанные с лавинной природой тока, из которых принципиальной является одна: сдвиг по фазе между полем и током в слое умножения, вследствие конечной ширины последнего, как правило, превышает p/2, и слой умножения сам по себе уже обладает отрицательным сопротивлением. В большинстве практически реализуе­мых р-п структур этот эффект является второстепенным, однако для одного класса диодов он играет решающую роль, определяя основные особенности их высокочастот­ных характеристик.

Сдвиг фаз между током и напряжением на диоде определяется в этом случае инерционностью процесса ударной ионизации и пролетными эффектами во всем запорном слог. Вместе эти эффекты обеспечивают достаточно высокую эффективность взаимодействия носителей тока с высо­кочастотным электрическим полем, сравнимую с эффек­тивностью взаимодействия в ЛПД других типов.

Наряду с лавинно-пролетным могут, очевидно, су­ществовать и другие полу­проводниковые диоды с ди­намическим отрицательным сопротивлением. Так, напри­мер, этим свойством должен в принципе обладать обрат­но смещенный р-п переход, в котором пробой связан не с ударной ионизацией, а с эф­фектом Зинера (туннельным эффектом). Так как участок, где происходит рождение по­движных носителей тока, в этом случае локализован в тонком слое, где электриче­ское поле максимально, та­кой полупроводниковый ди­од (его можно назвать «туннельно-пролетным диодом») должен быть, очевидно, ана­логичен по своим свойствам, вакуумному диоду с авто­эмиссионным катодом. Ес­ли  возможно пренебречь инерцией туннельного эффек­та, то в отличие от лавинно-пролетного диода в диоде Зинера ток и поле у «катода» следует считать синфазными. Как отмечалось выше, и в этом случае в определен­ных интервалах значений угла пролета носителей заряда активное сопротивление р-п перехода может быть отри­цательным. Однако отсутствие запаздывания в механиз­ме обратной связи, создаваемой объемным зарядом по­движных носителей, ухудшает условия самовозбуждения колебаний. Поэтому генераторы на диодах Зинера осу­ществить труднее, чем генераторы на лавинно-пролетных диодах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современная техника СВЧ немыслима без применения полупроводниковых диодов. Видеодетектирование, гетеродинное смешение, усиление слабых сигналов, генерация гармоник, коммутация СВЧ мощности – таковы функции, выполняемые в настоящее время полупроводниковыми диодами в СВЧ системах. Естественно, что такое многообразие применений приводит к многообразию требований, предъявляемых к характеристикам различных типов диодов. Чтобы удовлетворить этим требованиям, разработчик диодов имеет определенную свободу в выборе  полупроводникового материала, из которого должны быть изготовлены диоды, его удельного сопротивления, технологии изготовления диода, его геометрии. Причем набор оптимальных электрофизических параметров полупроводникового материала и его геометрических размеров может быть сделан либо на основе эмпирического характера, либо на основе теории, дающей связь между электрофизическими параметрами полупроводника и его геометрическими размерами.

**СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**

1. А.С. Тагер, В.М. Вальд-Перлов. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., «Сов.радио», 1968.

2. С.Н. Иванов, Н.А. Пенин, Н.Е. Скворцова, Ю.Ф. Соколов. Физические основы работы полупроводниковых СВЧ диодов. М., 1965.

3. Пасынков В.В, Л.К. Чиркин, А.Д. Шинков. Полупроводниковые приборы и диэлектрики». М., «Высш. школа», 1973.