

- [1] Горюнова Н. А. Химия алмазоподобных полупроводников. Л., 1963. 222 с.
 [2] Shay J. L., Wernick J. H. Ternary chalcopyrite semiconductors: growth, electronic properties and applications. Oxford, 1975. 244 p.
 [3] Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. Справочник. М., 1979. 340 с.
 [4] Copper indium diselenide for photovoltaic applications / Ed. by T. J. Conlts, L. L. Kazmerski, S. Wagner. Amsterdam, 1986. 640 p.
 [5] Kazmerski L. L., Shien C. C. // Thin Sol. Films. 1977. V. 41. N 1. P. 35—39.
 [6] Isomura S., Nagamatsu A., Shinohara K., Aono T. // Solar Cells. 1986. V. 16. N 1. P. 143—153.
 [7] Trykozko R., Bacewicz R., Filipowicz J. // Solar Cells. 1986. V. 16. N 2. P. 351—356.
 [8] Соболева Н. А., Берковский А. Г., Чечик Н. О., Елисеев Р. Е. Фотоэлектронные приборы. М., 1965. 592 с.
 [9] Devore H. B. // Phys. Rev. 1956. V. 102. N 1. P. 86—91.
 [10] Neumann H., Horig W., Schumann B., Hobler H.-J. // Verbindungshalbleiter Einfluß der Herstellungsbedingungen auf die Physikalischen Eigenschaften. Freiberg / Sa., 1977. P. 38—44.
 [11] Medwedkin G. A., Rud Y. Yu., Yakushev M. V. // Cryst. Res. Techn. 1990. V. 25. N 11. P. 1299—1302.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Санкт-Петербург

Получено 10.06.1991
Принято к печати 19.06.1991

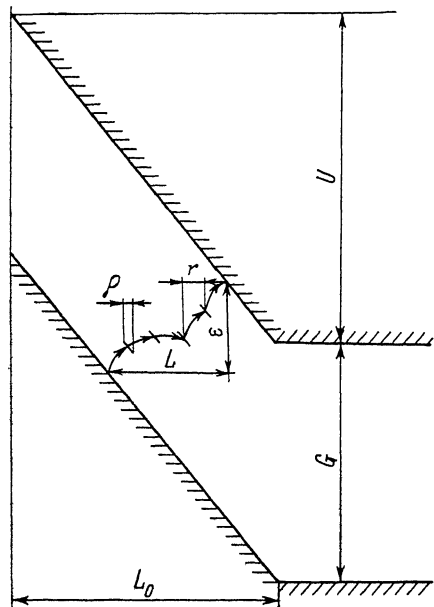
ФТП, том 25, вып. 11, 1991

МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ЗАРЯДА В МДП СТРУКТУРАХ ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Якименко А. Н.

Известно, что генерация носителей в МДП структуре может проходить через поверхностные состояния [1]. Эффективность этого процесса обычно рассматривают аналогично генерации через дискретные энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника [2, 3]. Однако учет квазинепрерывного характера спектра поверхностных состояний существенно меняет представления о физическом механизме поверхностной генерации. Настоящая работа посвящена исследованию механизма поверхностной генерации через квазинепрерывный спектр в запрещенной зоне полупроводника.

Энергетическая зонная диаграмма полупроводника в плоскости его раздела с диэлектриком изображена на рисунке. Там же показан рассматриваемый механизм генерации. Он включает в себя серию последовательных подбарьерных



Механизм генерации заряда по цепочке поверхностных состояний.

Околоэлектродный изгиб зон U в полупроводнике показан в плоскости его раздела с диэлектриком; ρ — характерный пространственный разброс поверхностных центров относительно среднего расстояния r между ними; G — ширина запрещенной зоны полупроводника.

прыжков электронов вдоль поверхности. Каждый прыжок представляет собой туннельный переход между двумя уровнями поверхностных состояний, различающимися по энергии. Возможность такого механизма обусловлена квази-

непрерывным характером спектра поверхностных состояний. Процесс происходит в редких скоплениях пространственно близких центров, отстоящих друг от друга на среднее расстояние r . Пространственная близость центров обеспечивает экспоненциальный выигрыш в вероятности туннелирования. Полагая, что центры разбросаны по энергии в интервале ϵ (см. рисунок), можно написать вероятность наиболее трудного прыжка в последовательности в виде

$$P_1 = \nu \exp\left(-\frac{\epsilon}{T} - \frac{2r}{a} - \frac{2\rho}{a}\right), \quad (1)$$

где ν — частотный фактор ($\nu \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$), a — радиус локализованного состояния, ρ — характерный пространственный разброс центров относительно среднего расстояния между ними. Число центров в рассматриваемом скоплении $n=L/r$. Вероятность же образования такого скопления есть

$$P_2 = (g\epsilon\rho^2)^n, \quad (2)$$

где g — плотность поверхностных состояний ($\text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$). Мы считаем, что плотность состояний не зависит от энергии. Концентрацию на единицу поверхности рассматриваемых кластеров можно оценить как

$$N = \frac{P_2}{r^2}. \quad (3)$$

При этом генерационный ток через кластеры равен

$$I = \Sigma N P_1, \quad (4)$$

где суммирование ведется по всем возможным кластерам с различными L , ϵ , n . С учетом (1)—(3) последнее выражение можно переписать в виде

$$I = \sum \frac{1}{r^2} \nu \exp\left(-\frac{\epsilon}{T} - \frac{2L}{na} - \frac{2\rho}{a} - n\mathcal{L}\right), \quad (5)$$

где $\mathcal{L} = \ln(1/g\epsilon\rho^2)$. Заметим, что в случае энергетически зависимой плотности состояний $g(\epsilon)$ нужно заменить \mathcal{L} его средним значением, как показано для такого рода задач Шкловским [4].

Показатель экспоненты (5) имеет оптимум при некоторых значениях n и ϵ . Существование оптимума по переменной n обусловлено тем, что увеличение числа центров в кластере увеличивает вероятность туннелирования, но в то же время уменьшает вероятность образования такого кластера. Существование оптимума по переменной ϵ обусловлено конкуренцией туннельных и активационных процессов (см. рисунок).

Кластеры с оптимальными параметрами играют роль оптимальных (экспоненциально значимых) генерационных каналов. Их также можно назвать проколами, следуя терминологии Райха и Рузина [5], которые впервые рассмотрели прыжковый перенос через редкие скопления центров. В работе Левина, Рузина, Шкловского [6] была проанализирована близкая к рассматриваемой здесь задача о прыжковой проводимости по проколам в сильном электрическом поле в области предельно низких температур. При актуальных для функционирования МДП структур не слишком низких температурах ($T \sim 300 \text{ К}$) необходим учет активационных процессов, что и представляет основной элемент новизны в настоящем рассмотрении.

Приступая к оптимизации экспоненты (5), заметим, что, как видно из рисунка,

$$L = L_0 - \epsilon/F, \quad (6)$$

где F — сила, действующая на электрон в переходе. С учетом этого оптимизация экспоненты (5) по переменным n , ρ , ϵ дает три уравнения:

$$\frac{2}{Fn^2a}(G - \epsilon) - \mathcal{L} = 0,$$

$$-\frac{1}{a} + \frac{n}{\rho} = 0, \quad (7)$$

$$-\frac{1}{T} + \frac{2}{naF} + \frac{n}{\varepsilon} = 0.$$

Решение системы (7) аналитически можно получить в пределе низких температур

$$T \ll T_0 = \sqrt{\frac{GaF}{2\mathcal{L}}}. \quad (8)$$

Явные выражения имеют вид

$$\begin{aligned} \varepsilon &= T \sqrt{\frac{2G}{aF\mathcal{L}}}, \\ \rho &= na, \\ n &= \sqrt{\frac{2G}{aF\mathcal{L}}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Заметим, что произведенная оптимизация справедлива при $n \gg 1$. В случае $n \sim 1$, т. е. $\varepsilon \sim G$, результаты (9) верны по порядку величины. В частности, из (9) следует $\varepsilon \sim G$ при $T \sim T_0$.

Для нахождения генерационного тока следует подставить выражения (9) в (5) и с учетом условия (8) оставить только основные члены в экспоненте. Пренебрегая также логарифмически слабой зависимостью $\mathcal{L}(\varepsilon, \rho)$, получим выражение для показателя экспоненты с точностью до численных коэффициентов порядка единицы. Это не вполне определенные численные коэффициенты естественно выбрать такими, чтобы при $T = T_0$ получившееся выражение сшивалось с выражением для высокотемпературного предела $I \propto \exp(-G/T)$. Таким образом, получается приближенное выражение, аппроксимирующее генерационный ток при всех температурах:

$$\begin{aligned} I &\sim \frac{\nu}{aL_0} \exp(-S), \\ S &= \begin{cases} \frac{2G}{T_0} - \frac{GT}{T_0^2} & \text{при } T < T_0, \\ \frac{G}{T} & \text{при } T > T_0, \end{cases} \end{aligned} \quad (10)$$

$$T_0 = \sqrt{\frac{GaU}{2\mathcal{L}L_0}}. \quad (11)$$

В (11) учтено, что с точностью до численного коэффициента порядка единицы $F = U/L_0$. В пределе $T \rightarrow 0$ выражение (10) совпадает с результатом работы [6].

Результат (10) указывает, что энергия активации генерационного тока растет с ростом температуры от нуля до максимального значения G . Характерная температура перехода к чисто активационному режиму $T_0 \sim 300$ К при типичных значениях параметров $G \sim 1$ эВ, $U \sim 10$ эВ, $\mathcal{L} \geq 1$, $a/L_0 \sim 10^{-4}$.

По поводу результата (10) необходимо сделать еще два замечания.

Во-первых, предельная энергия активации, роль которой в (10) играет ширина запрещенной зоны, в действительности может быть меньше G . Рождение электрон-дырочной пары на уровне Ферми в середине запрещенной зоны и последующее подбарьерное перемещение электрона и дырки в состояния разрешенных зон требуют максимальной энергии активации $G/2$. Для описания этого процесса достаточно в (10), (11) заменить G на $G/2$.

Во-вторых, найденные выше оптимальные проколы с параметрами (9) реализуются с экспоненциально малой вероятностью $p_2 \sim \exp(-S/2)$. Они существуют в площади $\Omega \sim RL_0$ кольца ширины L_0 вокруг электрода радиуса R при условии

$$\xi = \frac{\Omega}{aL} \exp\left(-\frac{S}{2}\right) > 1. \quad (12)$$

Это условие выполняется для достаточно больших электродов с

$$R > R_0 = a \exp\left(\frac{S}{2}\right). \quad (13)$$

(Заметим, что R_0 экспоненциально зависит от температуры). Если же параметр (12) $\xi < 1$, то оптимальные проколы в приэлектродной области, как правило, отсутствуют. В этом случае роль оптимальных играют наиболее прозрачные из имеющихся проколов. Их параметры являются случайными. Поэтому для малых электродов (с $R < R_0$) должен иметь место значительный статистический разброс генерационных токов от образца к образцу, даже если последние приготовлены в едином технологическом цикле. Наличие сильной температурной зависимости R_0 означает, что такого рода флуктуации генерационных токов должны пропадать при достаточно высоких температурах.

Таким образом, рассмотренный механизм обеспечивает генерационный ток с энергией активации, зависящей от температуры и приложенного напряжения. При изменении этих параметров энергия активации может меняться от 0 до $G/2$. В области достаточно малых генерационных токов последние имеют случайный характер, сильно флуктуируя от образца к образцу. Наблюдение этих свойств могло бы служить основой экспериментальной идентификации предложенного механизма генерации носителей в МДП структурах.

Автор благодарен В. Г. Карпову за полезное обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Gorban A. P., Litovchenko V. G., Moskal D. N. // Sol. St. Electron. 1975. V. 18. N 12. P. 1053—1059.
- [2] Ржанов А. В. Электронные процессы на поверхности полупроводников. М., 1971. 480 с.
- [3] Овсяк В. Н. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. Новосибирск, 1984. 254 с.
- [4] Шкловский В. И. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 2. С. 95—98.
- [5] Райх М. Э., Рузин И. М. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 6. С. 2257—2276.
- [6] Левин Е. И., Рузин И. М., Шкловский В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 642—653.

Ленинградский государственный
технический университет

Получено 4.12.1990
Принято к печати 19.06.1991