

Моделирование лавинного умножения электронов в фотоприемниках с блокированной прыжковой проводимостью

© С.П. Саница[†]

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 31 мая 2001 г. Принята к печати 20 октября 2001 г.)

Моделируется процесс лавинного электронного умножения в кремниевой ВІВ-структуре, описывающий ее в режиме счета одиночных фотонов. При движении электрона учитываются его ускорение в линейном по координате электрическом поле, упругое рассеяние на продольных акустических фононах, неупругое рассеяние на междолинных фононах и ионизация примесных центров. Предложен простой алгоритм, позволяющий провести прямое вычисление координат всех ионизованных центров в лавине и функцию вероятности выхода из лавины N электронов при входе в область умножения одного электрона. Показано, что эта функция имеет максимум вблизи $\langle N \rangle$ (среднее по функции вероятности выхода), что соответствует экспериментальным данным.

1. Введение

В настоящее время структуры ВІВ (Blocked Impurity Band) на основе Si:As и Si:Sb [1–3] нашли применение в матричных фотоприемных устройствах (ФПУ) диапазона 5–40 мкм и счетчиках фотонов. При конструировании соответствующих фотоэлементов для ФПУ и счетчиков к ним предъявляются разные требования как в отношении физических параметров, так в отношении режимов их работы. Так, в матричном приемнике все элементы работают при одном значении напряжения считывания, поэтому их конструкция обеспечивает в первую очередь высокую однородность фотоэлектрического преобразования при предельно высоком его значении. Это достигается тем, что в матричных фотоприемниках режим лавинного размножения обычно не используется и внешняя квантовая эффективность находится в диапазоне 50–80%. В счетчиках фотонов для получения электрического импульса, который можно выделить из шумов предусилителя, необходимо иметь значение фотоэлектрического преобразования, существенно превышающее единицу. По этой причине в ВІВ-счетчиках используется режим лавинного умножения с величиной коэффициента умножения $M = 3 \cdot 10^4$. Для этого в фотоактивном слое ВІВ-структуры увеличивают концентрацию компенсирующей, в рассматриваемом случае акцепторной, примеси. Это увеличивает электрическое поле в области пространственного заряда и позволяет достичь необходимых значений коэффициента умножения.

Экспериментальное исследование ВІВ-структур на основе Si:As в режиме счетчиков фотонов обнаружило интересные и важные особенности лавинных процессов в них [4]. Было установлено, что в них легко реализуются большие значения коэффициента умножения $M > 10^4$. Оказалось также, что дисперсия заряда в лавине ВІВ-структуры от единичного фотона существенно меньше, чем в лавинах $P-N$ -переходов. Так,

дисперсия (D) функции вероятности выхода из области лавины N электронов $[W(N)]$ при входе в нее точно одного фото- (или термо-) электрона $D < \{\langle N \rangle\}$, что, как известно [5,6], не наблюдается в лавинах $P-N$ -переходов, где дисперсия $D \gg \{\langle N \rangle\}$.

С отмеченной особенностью коррелирует и результат измерения шум-фактора в ВІВ-счетчике, показавший, что в пределах ошибки эксперимента шум-фактор равен 1 [7]; не противоречат ей и результаты измерения ампер-ваттной чувствительности в линейчатых ФПУ на основе Si:As-ВІВ-структур в режиме лавинного усиления [8].

Изучение статистики лавины в $P-N$ -переходе, проведенное в работах [9,10], показало, что функция $W(N)$ имеет максимум при $N = 1$. Это положение максимума связано с предположением о пуассоновском распределении числа ионизаций в области лавины. Соответствующее выражение для $W(N)$ (в электронной лавине) имеет вид

$$W(N) = \exp(-N\langle P \rangle) [\exp\langle P \rangle - 1]^{(N-1)}, \quad (1)$$

где $\langle P \rangle = \ln\langle N \rangle$ — среднее число ионизаций, совершаемых одним носителем в слое умножения.

В работе [4] функция $W(N)$ для ВІВ-структуры находилась из решения уравнения Колмогорова–Смолуховского–Чэпмена (КСЧ). Она имеет вид

$$W(N) = (1 - 1/\langle N \rangle)^N / (\langle N \rangle - 1). \quad (2)$$

Оба выражения (1) и (2) дают один и тот же результат с максимумом при $N = 1$, что не является неожиданным, так как пуассоновское распределение является одним из решений уравнения КСЧ и не соответствует эксперименту с ВІВ-структурой.

Авторы [4] высказали предположение, что особенности статистики лавины в ВІВ-структуре связаны с немарковостью процесса развития лавины, и провели соответствующие расчеты. Функция $W(N)$ восстанавливалась по своим первым четырем моментам, определяемым из функции вероятности распределения длины пробега (l)

[†] E-mail: IFP@isp.nsc.ru
FAX: (3832) 332592

между ионизациями — $W(l)$. Последняя определялась путем численного моделирования процесса лавинной ионизации. Определенная таким образом функция $W(N)$ показала, что предположение о немарковости процесса лавинного умножения в ВІВ-структуре является правильным.

В то же время предположение о постоянном электрическом поле в ВІВ-структуре, сделанное в [4] при моделировании функции $W(l)$, не соответствует реальной ВІВ-структуре и может привести к неконтролируемым систематическим погрешностям при определении $W(N)$ с помощью ее первых четырех моментов.

Учитывая вышесказанное, целесообразно провести прямое моделирование процесса лавинного электронного умножения в кремниевой ВІВ-структуре, в режиме счета одиночных фотонов с учетом линейного по координате электрического поля. В этом случае функция $W(N)$ может быть вычислена путем непосредственного моделирования процесса развития лавины и усреднения по ряду лавин. При движении электрона учитывается его ускорение в электрическом поле, упругое рассеяние на продольных акустических фононах, неупругое рассеяние на междолинных фононах и ионизация примесных нейтральных центров. Предложен простой алгоритм, позволяющий вычислить координаты всех ионизованных центров в лавине и функцию вероятности выхода из области умножения N электронов при входе в нее одного электрона.

2. Описание модели ВІВ-структуры

Движение электрона просчитывалось в 6-мерном пространстве координат и импульсов. При этом учитывались механизмы рассеяния, приводящие к наиболее интенсивным взаимодействиям в n -Si при гелиевых температурах [11]. Это соответствует режиму работы реальной ВІВ-структуры в составе как матричного ФПУ, так и счетчиков фотонов. При энергии электрона $E < 47$ мэВ учитывается упругое рассеяние на продольных акустических фононах. При энергии электрона в области $47 < E < 81$ мэВ учитывается рассеяние на $f2$ -междолинных фононах. Величина $E = 81$ мэВ взята как пороговая энергия ионизации $E_{av} = (3/2)E_d$, где $E_d = 54$ мэВ — энергия оптической ионизации атома As в Si, при случайном распределении энергии $E = E_{av} - E_d$ между двумя электронами после ионизации. Считалось, что, когда энергия электрона достигает пороговой энергии ионизации, происходит процесс ионизации, и записывалась координата Z_l вдоль оси, параллельной электрическому полю F . Предполагается, что в области объемного заряда электроны не рекомбинируют.

Немарковость процесса лавинной ионизации при моделировании учитывается введением вероятности рассеяния для каждого из указанных механизмов как функции энергии электрона, а также законом ее сохранения в процессе неупругого рассеяния (с учетом энергии фонона).

Учет вероятности рассеяния электрона соответствует принятым процедурам, а также известным константам и функциям для кремния, наиболее полно приведенным в [11].

Алгоритм расчета точек ионизации Z_l в лавине и функции $W(N)$ состоит в следующем. Формируется вектор, компонентами которого становятся координаты центров ионизации Z_l в порядке их появления при движении первого электрона в слое умножения. После того как первый электрон вышел из слоя умножения, первая компонента Z_l рассматривается как отправная точка Z_0 для движения второго электрона и удаляется из вектора. Второй электрон, производя при своем движении ионизацию, дополняет вектор компонентами Z_l , а третий электрон, как и второй, уменьшает его еще на один (второй) компонент. Нетрудно убедиться, что этот процесс, будучи включен в соответствующие циклы, позволяет пройти по всем ветвям лавины, не пропустив ни одной точки ветвления.

3. Результаты расчета и обсуждение

На рис. 1 показана типичная картина зависимости энергии электрона от координаты, параллельной электрическому полю. Хорошо видно, что упругое рассеяние, представленное на рисунке сгущением точек, лежащих на монотонных участках ($E \propto Z^2$), лишь затягивает процесс во времени, но не определяет его существенные черты. Определяющим фактором является соотношение между вероятностью генерации междолинных фононов и вероятностью ионизации. Видно также, что область ВІВ-структуры с более слабым электрическим полем (первые 5 мкм) практически не участвует в формировании лавины и может растягивать функцию вероятности $W(l)$ в область больших длин пробега.

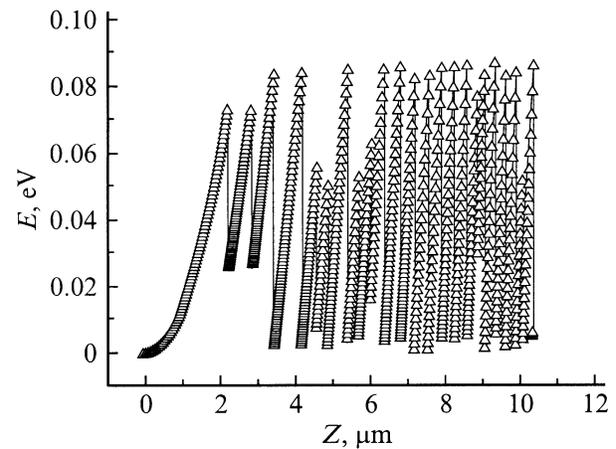


Рис. 1. Типичная зависимость энергии электрона от координаты вдоль электрического поля в ВІВ-структуре. Параметры: концентрация компенсирующих акцепторов $N_a = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, толщина блокирующего слоя $b = 4$ мкм, $T = 10$ К, напряжение смещения $V_b = 2.8$ В.

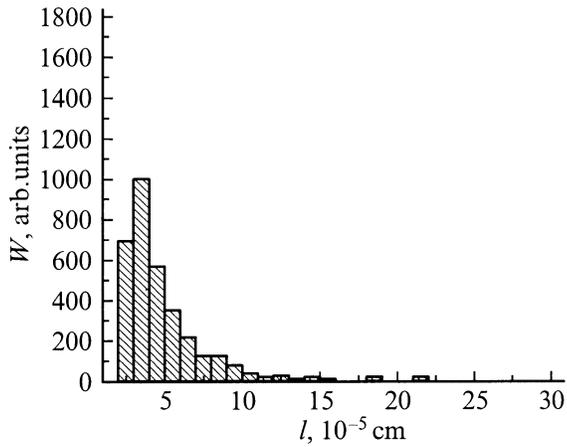


Рис. 2. Типичная функция вероятности длины пробега между актами ударной ионизации $W(l)$. Параметры $N_a = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $V_b = 2.0 \text{ В}$.

На рис. 2 представлены результаты расчета вероятности пробега первичного электрона $W(l)$ в зависимости от длины между соседними ионизациями l . Усреднение проведено по 300 первичным электронам. При общем качественном соответствии этой функции с результатом работы [4] нетрудно убедиться, что полученная зависимость более сильно растянута в область больших l , что связано в первую очередь с линейной зависимостью поля от координаты и подтверждает предположение о существенном влиянии линейной зависимости электрического поля от координаты.

На рис. 3 приведены результаты расчета распределения ионизованных центров в лавине N_I по координате Z , усредненного по ряду лавин. Видно, что заряд, возникающий в лавине за счет ионизованных примесей, формируется в ближайшем к блокирующему слою микроне фотоактивного слоя. Этот заряд включается в отрицательную обратную связь стационарного лавинного процесса и может приводить к дополнительному (по отношению к механизму уменьшения потенциала в области лавины) ограничению лавины и ее флуктуаций, рассмотренному в [12].

На рис. 4 приведена функция $W(N)$, определенная прямым счетом электронов в лавинах, для трех разных смещений на структуре и соответственно трех разных $\langle N \rangle$. Для выбранных значений $\langle N \rangle$ функция имеет максимум, расположенный вблизи от $\langle N \rangle$, и величину дисперсии $D \propto \langle N \rangle$.

Отношение $D/\langle N \rangle$ для актуального диапазона $\langle N \rangle$ приведено на рис. 5. Видно, что во всем диапазоне это отношение меньше 1. Шум-фактор удобно выразить через дисперсию, тогда

$$F_N \equiv \langle N^2 \rangle / \langle N \rangle^2 = 1 + D / \langle N \rangle^2. \quad (3)$$

Из соотношения (3) видно, что при $\{\langle N \rangle\} > 10$ шум-фактор F_N с точностью эксперимента [7] равен 1. И только в полностью детерминированной лавине, в которой

$D = 0$, F_N точно равен 1. Этот результат объясняет также отсутствие дополнительного шума при увеличении напряжения считывания и переводе элементов линейчатого ФПУ в режим лавинного умножения [8].

Полученные результаты показывают, что процесс формирования лавины в ВІВ-структуре в большей мере является детерминированным процессом по отношению к марковскому процессу, который определяется всего

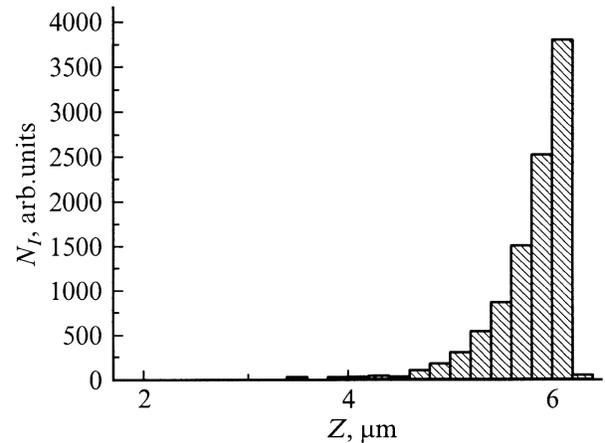


Рис. 3. Распределение ионизованных центров вдоль лавины в ВІВ-структуре.

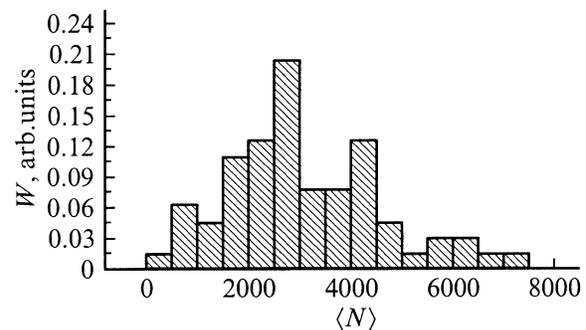


Рис. 4. Функция вероятности выхода из лавины N электронов при входе в область умножения одного электрона. Параметры: $N_a = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $V_b = 2.8 \text{ В}$. Усреднение по 64 лавинам.

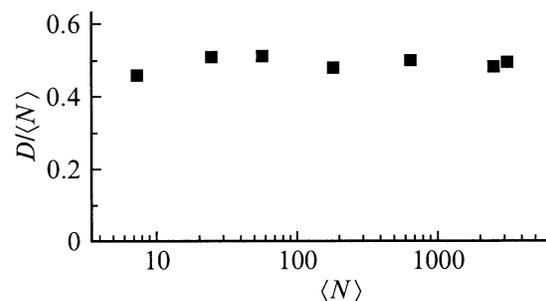


Рис. 5. Отношение дисперсии распределения D к среднему числу электронов $\langle N \rangle$, вышедших из лавины. Параметры: $N_a = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T = 10 \text{ К}$.

2 функциями вероятности и занимает в иерархическом ряду случайных процессов второе место после чисто случайных процессов. Причиной существенной немарковости лавинного процесса может быть большее время пробега электрона между ионизациями в ВІВ-структуре по сравнению с $P-N$ -переходом (приблизительно на порядок). Это обусловлено значительно большей энергией электрона в лавинах $P-N$ -перехода. При увеличении времени между ионизационными столкновениями события, происходящие с электроном между ними, все более существенно отражаются на вероятности ионизации. Ситуация становится похожей на ситуацию в таком типично немарковском процессе, как ветвящийся процесс роста биологической популяции, в котором немарковость связана с зависимостью вероятности деления от возраста особи.

4. Заключение

1. В работе проведено моделирование лавинного электронного умножения в ВІВ-структуре в режиме счета одиночных фотонов с учетом реальной зависимости электрического поля от координаты вдоль структуры. Расчеты проведены в шестимерном пространстве координат и импульсов. Учтены основные механизмы взаимодействия электрона с решеткой и примесями, происходящие в n -Si при температуре $T = 10$ К.

2. Результаты расчета показали, что в ВІВ-структуре функция вероятности выхода электронов из лавины $W(N)$ при всех реальных значениях коэффициента умножения M , лежащих в диапазоне $M = (1-3) \cdot 10^4$, имеет максимум вблизи среднего значения $\langle N \rangle$ и величину дисперсии $D < \{ \langle N \rangle \}$, что сопровождается величиной шум-фактора, близкой к 1. Это приводит к возможности существенного увеличения отношения сигнал/шум как в ВІВ-счетчиках фотонов, так и в элементах фотоприемных матриц за счет увеличения смещения.

3. Предложен прямой и простой алгоритм расчета лавинного процесса, позволяющий проводить вычисления функции $W(N)$, ее дисперсию и величину шум-фактора для лавины носителей заряда одного знака при умеренном объеме памяти и быстродействии.

Список литературы

- [1] R.A. Noel. SPIE, **1685**, 250 (1992).
- [2] J.E. Huffman. SPIE, **2274**, 157 (1994).
- [3] M. Atac, J. Park, D. Cline, D. Chrisman, M. Petroff, E. Anderson. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, **314**, 54 (1992).
- [4] R.A. LaViolette, M.G. Stapelbrock. J. Appl. Phys., **65** (2), 830 (1989).
- [5] M.C. Teich, K. Matsuo, B.E.A. Saleh. IEEE J. Quant. Electron., **QE-22**, 1184 (1986).
- [6] N.Z. Hakim, B.E.A. Saleh, M.C. Teich. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-37**, 599 (1990).
- [7] J. Kim, Y. Yamamoto, H.H. Hogue. Appl. Phys. Lett., **70** (21), 2852 (1997).

- [8] Д.Г. Есаев, С.П. Саница. ФТП, **35** (4), 474 (2001).
- [9] R.J. MacIntire. IEEE Trans., **ED-13** (1), 164 (1966).
- [10] А.С. Тагер, В.М. Вальд-Перов. *Лавинно-пролетные диоды* (М., Сов. радио, 1968).
- [11] В.М. Ивашенко, В.В. Митин. *Моделирование кинетических явлений в полупроводниках. Метод Монте-Карло* (Киев, Наук. думка, 1990).
- [12] V.D. Shadrin, V.T. Coon, I.K. Blochin. J. Appl. Phys., **74** (11), 6972 (1993).

Редактор Т.А. Полянская

The Monte Carlo simulation of impact ionization in silicon blocked impurity band photodetectors

S.P. Sinita

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Application of the Monte Carlo techniques to impurity impact ionization in n -silicon blocked impurity band photodetectors in single photon mode was made. The dynamics of an electron makes it possible to find its acceleration in co-ordinate dependent electric field, elastic acoustic intravalley and inelastic intervalley phonon scattering rates, and the impact ionization of the impurity neutral centers. The simple algorithm is proposed to calculate the function distribution $W(N)$ yield of N -electron from the avalanche is only one electron came into the multiplication region. It has been shown that the function $W(N)$ is unimodal and owns the narrow dispersion $D < \{ \langle N \rangle \}$ that correlates with experimental data.