

УДК 621.283.4/5

Оценка влияния параметров структуры на рабочий режим лавинного фотодиода с отдельными областями умножения и поглощения

М. Э. Макаров, Е. А. Климанов

В результате рассмотрения структуры лавинного фотодиода на основе InGaAs/InP с отдельными областями поглощения и умножения проведена оценка дозы легирующей примеси в зарядовом слое, допустимый диапазон значений которой при заданном коэффициенте умножения определяется толщиной области умножения и напряженностью поля в области поглощения. Показано, что для снижения рабочего напряжения ЛФД необходимо уменьшать толщины слоя умножения и зарядового слоя. При этом ограничением для толщины слоя умножения является допустимая напряженность поля, а для зарядового слоя при оптимальной дозе – точность воспроизведения его толщины.

PACS: 72.20.Ht, 72.20.Jv

Ключевые слова: лавинный фотодиод, ЛФД, поле лавинного пробоя, разделенные области поглощения и умножения, межзонный туннельный ток, фоточувствительность.

Введение

Лавинные фотодиоды (ЛФД) в настоящее время применяются в различных оптоэлектронных устройствах, предназначенных как для гражданского использования, так и для военных целей [1, 2]. Данный тип приборов позволяет регистрировать сверхслабые оптические сигналы за счёт усиления сигнала с помощью лавинного умножения носителей заряда.

Наиболее простым вариантом ЛФД является обратно смещённый $p-i-n$ -фотодиод. В поглощающем слое такого диода можно добиться лавинного умножения при наличии достаточно высокой напряженности электрического поля в i -области. Недостатком такого метода реализации лавинного усиления в $p-i-n$ -структурах на основе InGaAs является туннелирование носителей заряда между зонами, которое возникает при напряжен-

ностях поля больше $(0,8—1,0) \cdot 10^5$ В/см [3] и приводит к возрастанию темновых токов ЛФД. Однако этого можно избежать, если в структуре лавинного фотодиода реализовать отдельные области для умножения и поглощения. Такой фотодиод называется фотодиодом с отдельными областями поглощения и умножения и может быть реализован на основе $p^+-i-n-i-n^+$ -структуры [3—7]. Структуры с отдельными областями поглощения и умножения позволяют уменьшить влияние туннелирования и достичь значений шум фактора, близких к единице.

Важное значение также имеет снижение рабочего напряжения ЛФД для их применения в различной аппаратуре, особенно в матричных ФПУ, где для обработки сигнала используются БИС с относительно небольшими рабочими напряжениями [8, 9].

Целью настоящей работы является оценка требований к параметрам слоев $p^+-i-n-i-n^+$ -структуры, при которых возможно достижение минимальных значений рабочего напряжения при заданном значении коэффициента умножения и при отсутствии заметного вклада в темновой ток туннельной компоненты.

Основные соотношения

Для расчета электрических полей в структуре ЛФД (рис. 1) воспользуемся уравнением Пуассона,

Макаров Михаил Эрнестович, студент¹.

Климанов Евгений Алексеевич, главный научный сотрудник², профессор³.

¹ Московский физико-технический институт (МФТИ). Россия, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

² АО «НПО «Орион».

Россия, 11538, Москва, ул. Косинская, 9.

³ Московский технологический университет (МИРЭА). Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78.

которое даёт связь между полем и концентрацией легирующих примесей:

$$\frac{d}{dx} F(x) = -\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} N(x). \quad (1)$$

Здесь ϵ — это величина относительной диэлектрической проницаемости материала, ϵ_0 — электрическая постоянная (в системе СИ). Кроме этого, для вычисления распределения электрических полей используется несколько приближений:

- 1) переход $p^+ - i$ резкий;
- 2) падение напряжения на границах слоев не учитывается;
- 3) концентрация легирующих примесей в слоях умножения, зарядовом, переходном и поглощения постоянна (т.н. ступенчатая аппроксимация).

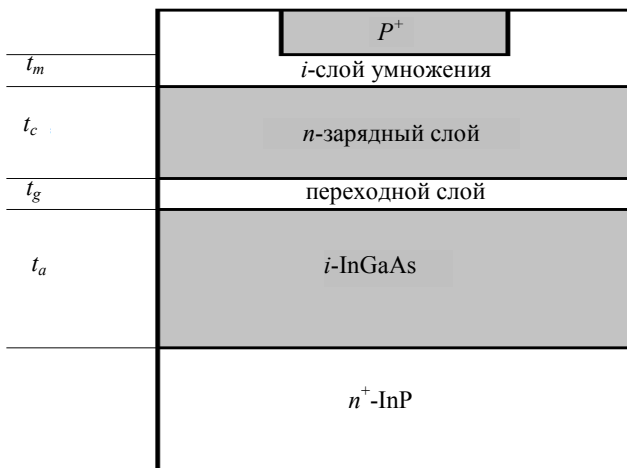


Рис. 1. Упрощенная структура ЛФД.

Учитывая эти упрощения и используя уравнение Пуассона, получаем систему, описывающую электрическое поле E в структуре:

$$E(x) = E_m - \frac{qN_D x}{\epsilon_1 \epsilon_0}, \quad 0 \leq x \leq t_m$$

$$E(x) = E_m - \frac{qN_D}{\epsilon_1 \epsilon_0} t_m - \frac{qN_c}{\epsilon_1 \epsilon_0} (x - t_m), \quad 0 \leq x \leq t_c$$

$$E(x) = E_m - \frac{qN_D}{\epsilon_1 \epsilon_0} t_m - \frac{qN_c}{\epsilon_1 \epsilon_0} t_c - \frac{qN_g}{\epsilon_2 \epsilon_0} (x - t_c), \quad 0 \leq x \leq t_g$$

$$E(x) = E_m - \frac{qN_D}{\epsilon_1 \epsilon_0} t_m - \frac{qN_c}{\epsilon_1 \epsilon_0} t_c - \frac{qN_g}{\epsilon_2 \epsilon_0} t_g - \frac{qN_a}{\epsilon_3 \epsilon_0} (x - t_g), \quad 0 \leq x \leq t_a. \quad (2)$$

Здесь $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ — диэлектрические проницаемости для слоев умножения, зарядового, переходного и поглощения, t_m, t_c, t_g, t_a — толщины этих слоев соответственно, E_m — величина напряженности поля в области умножения.

При рабочем напряжении зарядовый и переходной слои истощаются, и область пространственного заряда распространяется на поглощающий слой, обеспечивая требуемое быстродействие ЛФД (режим полного истощения).

Учитывая выражения (2) и упрощение $N_d, N_a = 0$, получаем выражение для падения напряжения V на структуре при условии распространения поля на всю структуру до n^+ -подложки:

$$V + V_{bi} = E_m (t_m + t_c + t_g + t_a) - \frac{qS_c}{\epsilon_1 \epsilon_0} \left(\frac{t_c}{2} + t_g + t_a \right) - \frac{qN_g t_g}{\epsilon_2 \epsilon_0} \left(\frac{t_g}{2} + t_a \right), \quad (3)$$

где $S_c = N_c t_c$.

Доза примеси в зарядовом слое

Учитывая, что при напряженностях поля в поглощающем слое InGaAs больших или равных $(0,8 - 1,0) \cdot 10^5$ В/см появляется эффект туннелирования, который негативно влияет на темновые токи фотодиода [3—7], необходимо определить требования к величине дозы примеси в зарядовом слое S_c (т. е. к количеству атомов примеси на единицу поверхности), при котором это влияние незначительно, но величина поля в слое поглощения обеспечивает максимальную скорость носителей заряда, а величина напряженности поля в области умножения E_m достигает значения, достаточного для процесса умножения.

Эти условия выполняются при величине поля в области поглощения $10^4 \leq E_a \leq 10^5$ В/см [3—6], что позволяет записать следующее соотношение:

$$E_m - \frac{qS_c}{\epsilon_1 \epsilon_0} - \frac{qN_g t_g}{\epsilon_2 \epsilon_0} = (10^4 - 10^5) \text{ В/см}. \quad (4)$$

Это условие даёт нижнее и верхнее значения для S_c и соответственно нижнее и верхнее значения для диапазона рабочих напряжений. Заметим, что в этом выражении не учитывался небольшой вклад зарядов в переходном и поглощающем слоях.

Для расчета в (4) использовались зависимости напряженности поля в области умножения от толщины слоя умножения $E_m(t_m)$ при заданном значении коэффициента умножения, а именно, $M = 20$. Эти данные приведены в работах [10, 11] в виде зависимостей коэффициентов умножения от напряжения для $p-i-n$ -ЛФД на основе InP и InAlAs с различными толщинами области умножения t_m (см. рис. 2).

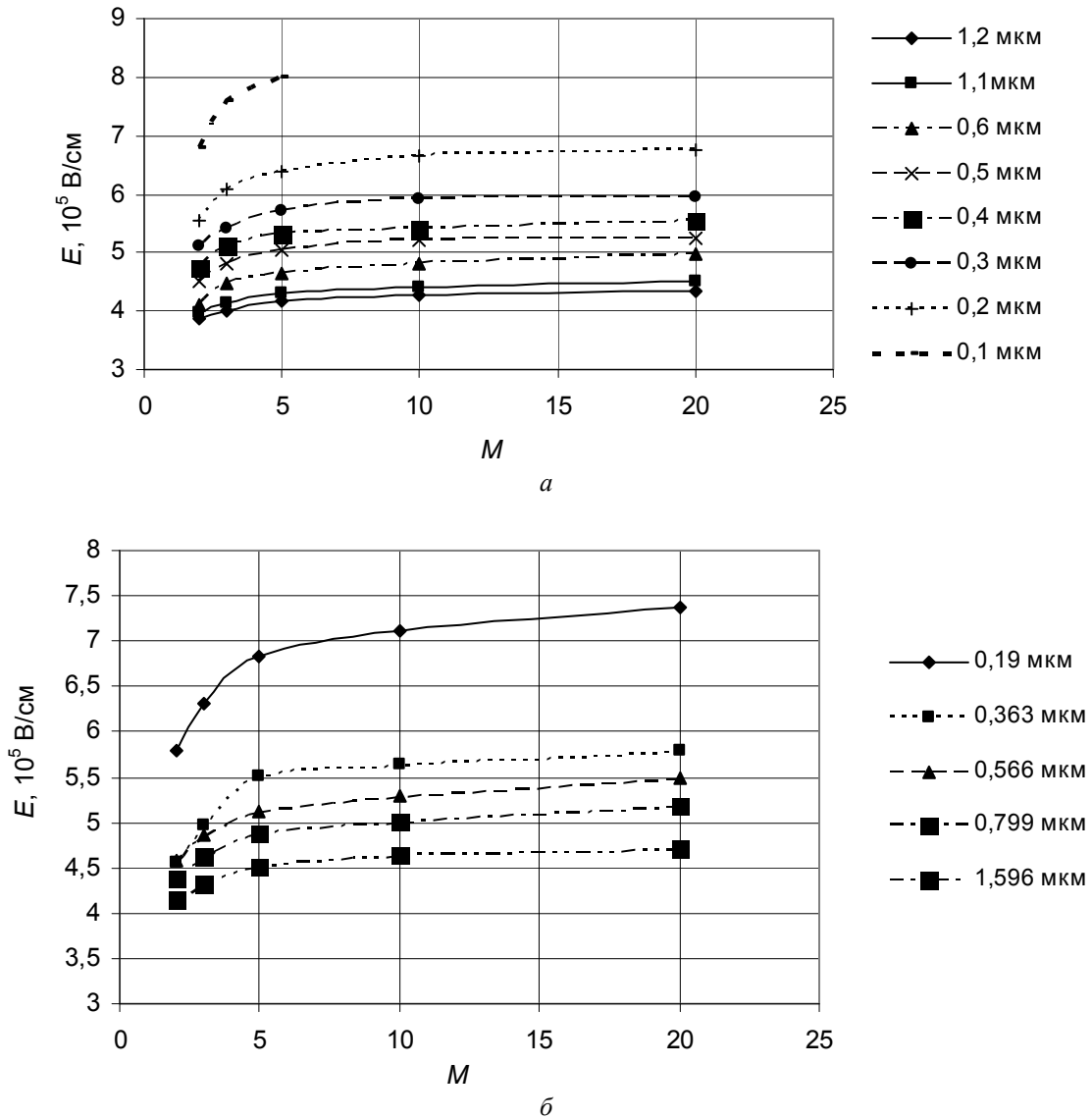


Рис. 2. Связь коэффициента умножения с напряженностью электрического поля для различных толщин слоя умножения: а — InP, б — $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$.

На рис. 3 показаны полученные зависимости максимальной и минимальной доз примеси в зарядовом слое от толщины слоя умножения для структур со слоем умножения из InP (рис. 3, а) и InAlAs (рис. 3, б).

Рабочие напряжения ЛФД

Для определения параметров структуры ЛФД, при которых достигаются минимальные значения V , использовалось соотношение (3).

Минимум выражения (3) можно найти, используя аппроксимации экспериментальных зависимостей (рис. 2 и 3) для поля в слое умножения и дозы

примеси в зарядовом слое от толщины слоя умножения в виде $E(t_m) = 4,35 t_m^{-0,24}$ и $S_c(t_m) = 3,01 t_m^{-0,24}$ соответственно.

Используя аппроксимацию $E(t_m)$, можно получить зависимости $V = f(t_m)$ при фиксированном значении дозы в зарядовом слое S_c , имеющие минимум, существование которого связано с необходимостью увеличения поля при уменьшении t_m для достижения заданной величины коэффициента умножения M . Величина V в минимуме снижается при уменьшении толщины зарядового слоя t_c и, соответственно, увеличении концентрации в нем (рис. 4).

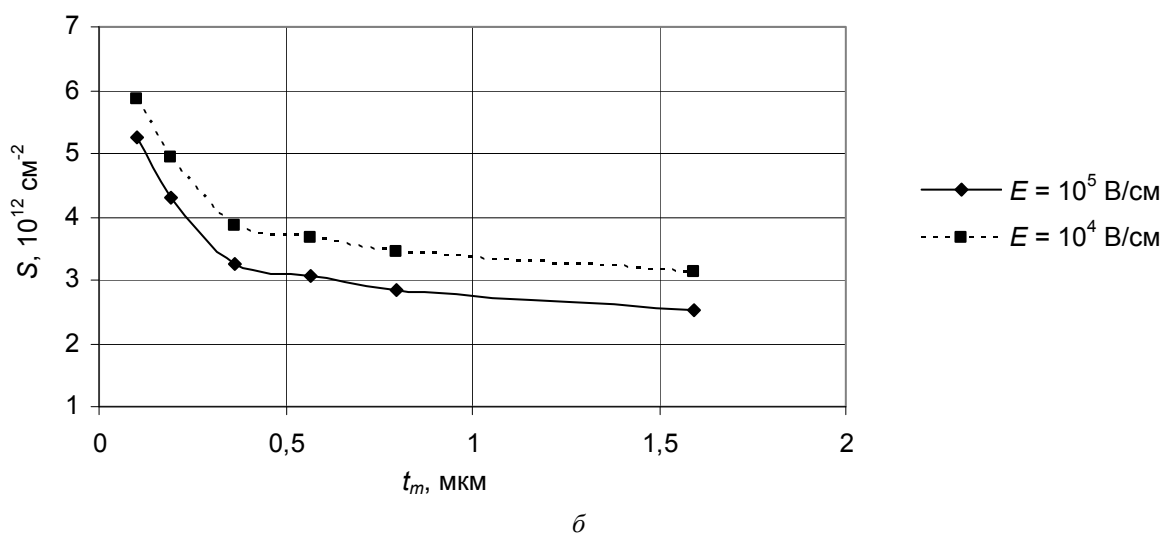
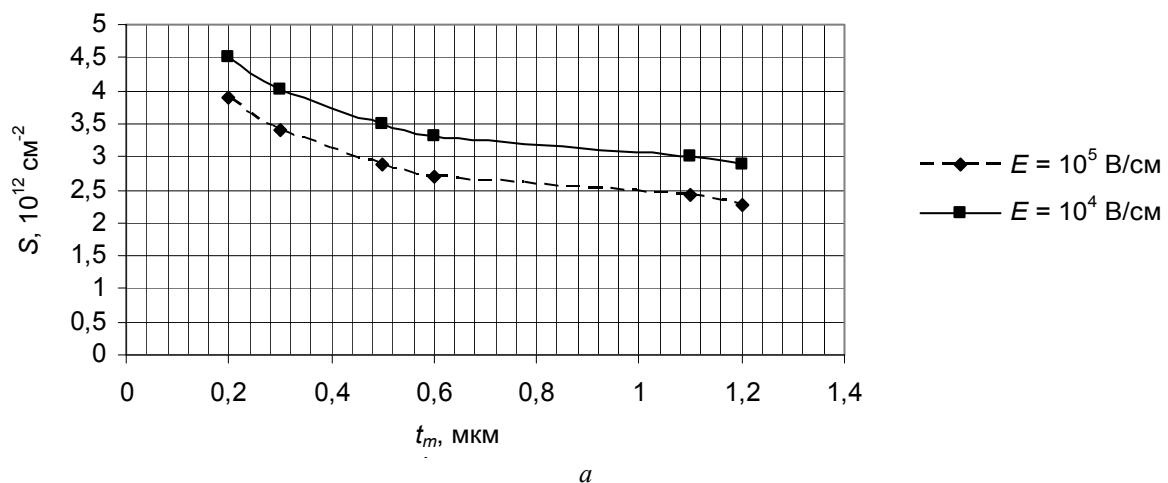


Рис. 3. Зависимости оптимальной дозы примеси в зарядовом слое от толщины области умножения: а — InP, б — $In_{0,52}Al_{0,48}As$.

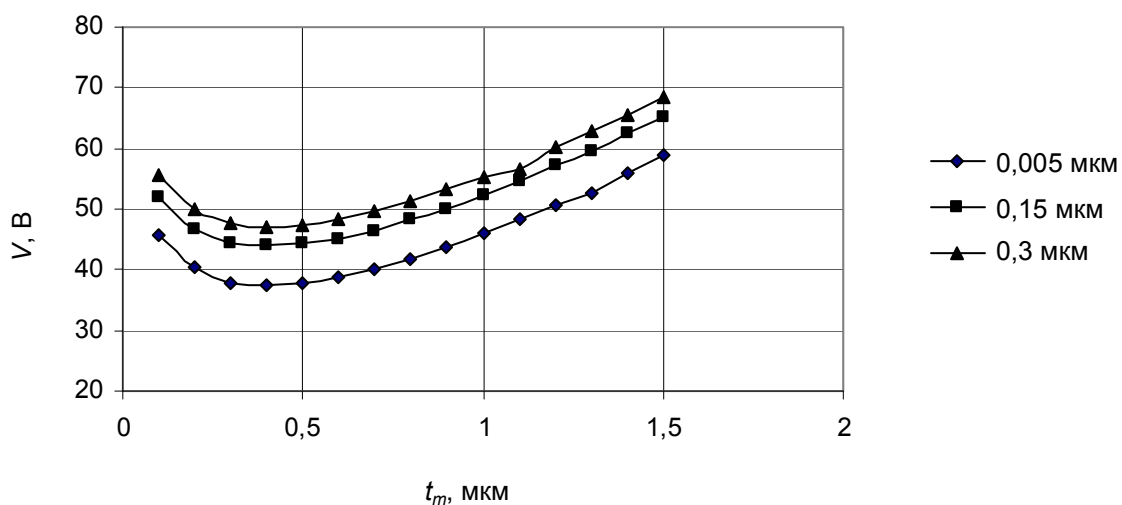


Рис. 4. Зависимость рабочего напряжения V (при $M = 20$) от толщины слоя умножения t_m при толщине зарядного слоя $t_c = 5 \cdot 10^{-3}$; 0,15; 0,3 мкм и $S_c = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Однако учет в выражении (3) также оптимальной величины S_c для каждого значения t_m в соответствии с аппроксимацией $S(t_m)$ приводит к следующему приближенному выражению для координаты минимума V :

$$t_m(\min) \approx 0,16 t_c + 7 \cdot 10^{-3} (t_g + t_a), \quad (5)$$

из которого следует, что $t_m(\min) < 0,1$ мкм при реальных значениях $t_c < 0,6$ мкм. Получаемые при

этом зависимости рабочего напряжения от толщины слоя умножения t_m при двух заданных значениях напряженности поля в слое поглощения приведены на рис. 5 для использования в качестве слоя умножения InP (рис. 5, а) и InAlAs (рис. 5, б). Из них следует возможность достижения значительных коэффициентов умножения ($M = 20$) при напряжениях $V \approx 10$ —11 В в случае использования слоя умножения из InAlAs толщиной 0,1 мкм.

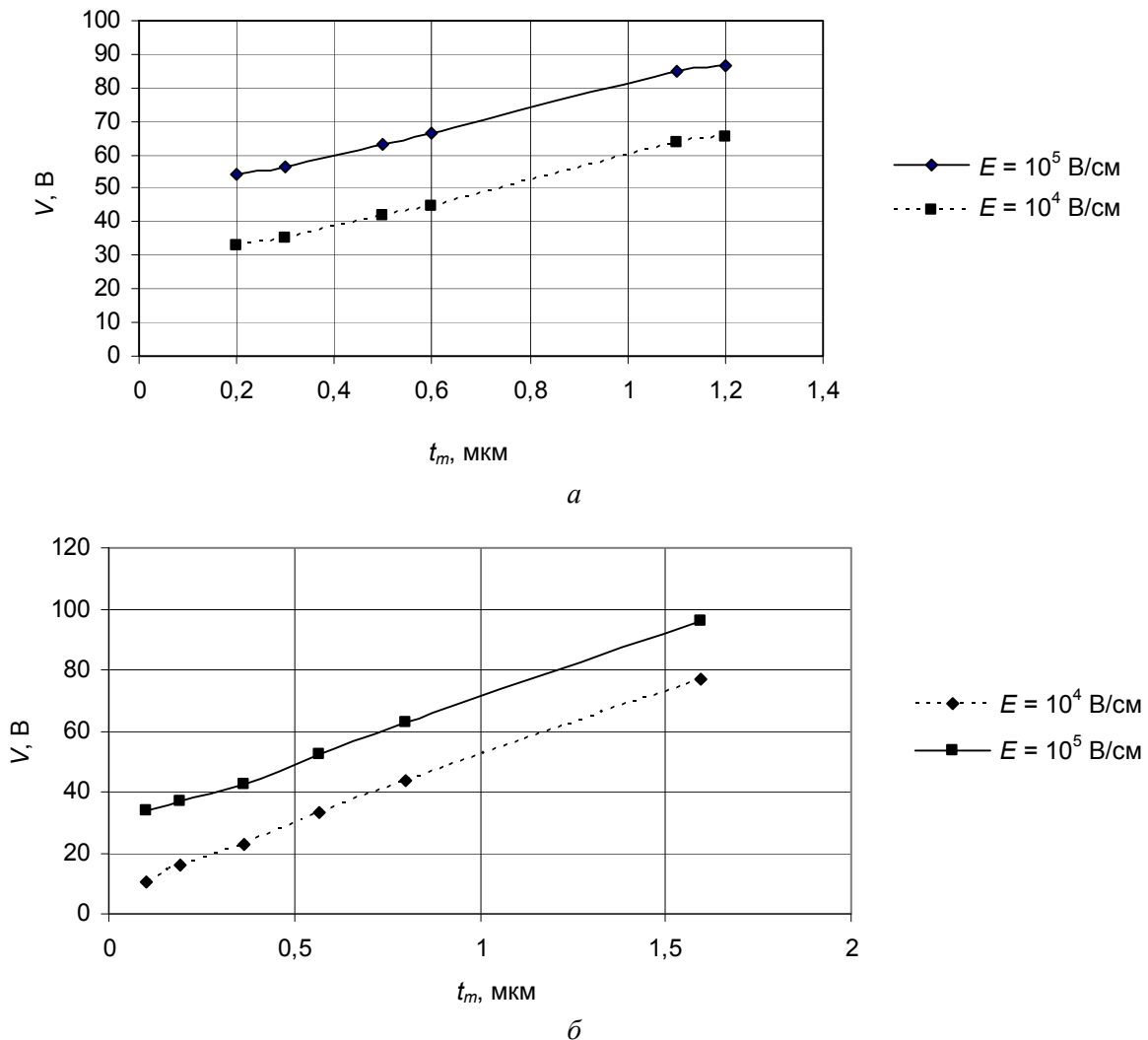


Рис. 5. Зависимости рабочего напряжения V ЛФД от толщины слоя умножения t_m : а — для InP при $t_c = 0,5$ мкм, $t_g = 0,15$ мкм, $t_a = 2$ мкм; б — для In_{0,52}Al_{0,48}As при: $t_c, t_g \ll t_a$, $t_a = 2$ мкм.

Поскольку в ряде работ [12, 13] показано, что для малых t_m (но больших E_m) коэффициент шума ЛФД не возрастает, что соответствует выводам усовершенствованной теории шума лавинного умножения (*history-dependent theory*) [10], то для снижения V без ухудшения параметров ЛФД необходимо уменьшать толщину слоя умножения. Поэтому ограничивающими факторами для снижения толщины области умножения t_m являются напряженность поля, при которой наблюдаются

туннельные токи в данном материале [14], и величина коэффициента умножения, достигаемая при этой величине поля. Для InP значительные туннельные токи наблюдаются при $E_m \approx 7 \cdot 10^5$ В/см [3], что ограничивает t_m величиной порядка 0,2 мкм и рабочее напряжение $V \geq 30$ В. При использовании для слоя умножения других широкозонных материалов, например, InAlAs, AlGaAs, возможно дальнейшее уменьшение t_m и, соответственно, рабочего напряжения ЛФД. Так, в работах [10, 11, 15]

изготовлены ЛФД на основе InAlAs с $t_m = 0,1$ мкм. В то же время в работе [15] приведено пороговое значение поля для этого материала $E = 6,8 \cdot 10^5$ В/см, при котором туннельный ток становится доминирующим, что ограничивает величину $t_m \geq 0,1$ мкм.

Одновременно с уменьшением t_m целесообразно снижать толщину и остальных слоев структуры (t_c , t_g), однако при этом возрастают требова-

ния к точности воспроизведения толщины зарядового слоя t_c . Так, на рис. 6 приведены зависимости рабочего напряжения от толщины этого слоя при двух концентрациях легирующей примеси в этом слое N_c ($4,6 \cdot 10^{16}$ и 10^{17} см⁻³) и одинаковой дозе ($S_c = 2,28 \cdot 10^{12}$ см⁻²), из которых следует более резкая зависимость в случае больших концентраций.

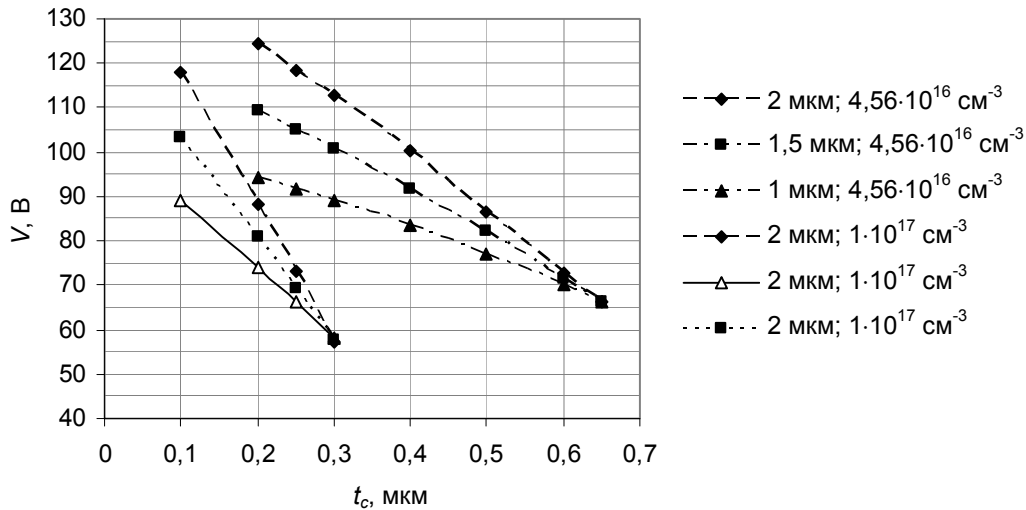


Рис. 6. Зависимости рабочего напряжения V от толщины зарядового слоя t_c для двух значений концентрации в нем N_c ($4,56 \cdot 10^{16}$ и $1 \cdot 10^{17}$ см⁻³) и трех толщин области поглощения: 2 мкм, 1,5 мкм, 1,0 мкм.

Это приводит к более узкому диапазону толщин Δ зарядового слоя t_c , при которых реализуется рабочая структура с заданным коэффициентом умножения ($M = 20$) и величиной поля в области поглощения $1 \cdot 10^5$ В/см. Приемлемой величиной является $\Delta = 0,5—0,65$ мкм при $N_c = 4,6 \cdot 10^{16}$ см⁻³ и $\Delta = 0,23—0,3$ мкм при $N_c = 1 \cdot 10^{17}$ см⁻³. При выходе за указанные диапазоны величины t_c реализуется либо $p-i-n$ -структура с большим рабочим напряжением, либо структура пробивается до выхода ОПЗ в область поглощения.

Дальнейшее снижение рабочего напряжения может быть достигнуто при уменьшении толщины слоя поглощения t_a (см. рис. 5), однако это приво-

дит к уменьшению начальной чувствительности прибора. Другая возможность возникает при переходе в режим лавинного умножения без проникновения поля в область поглощения ($E_a = 0$) [16]. Последний режим может использоваться, например, в ЛФД с низкими требованиями по быстродействию.

Следует отметить, что полученные на основе использованных зависимостей $E_m(t_m)$ оценки рабочих напряжений качественно согласуются при больших значениях коэффициента умножения с экспериментальными результатами, полученными на образцах ЛФД, изготовленных в АО «НПО «Орион» [17]. Соответствующие данные приведены на рис. 7.

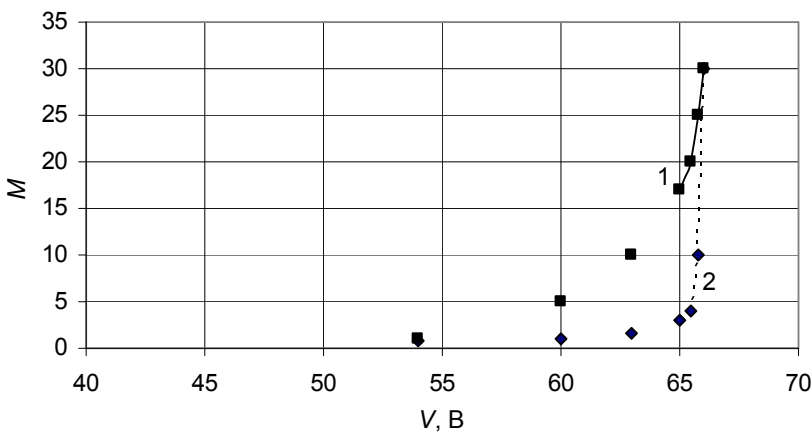


Рис. 7. Экспериментальные и расчетные значения коэффициента умножения M для ЛФД с InP слоем умножения в зависимости от напряжения V на фотодиоде. Кривая 1 — расчет, кривая 2 — эксперимент.

Заклучение

В работе на основе опубликованных экспериментальных данных проведена оценка диапазона рабочих напряжений и дозы легирующих примесей в зарядовом слое при условиях работы ЛФД в режиме полного истощения и величине электрического поля в области поглощения ниже уровня возникновения в ней значительных туннельных токов.

Важным технологическим параметром является доза примеси в зарядовой области, допустимый диапазон значений которой при заданном коэффициенте умножения определяется толщиной области умножения и заданной напряженностью поля в области поглощения.

Для снижения рабочего напряжения ЛФД на основе InP и InAlAs необходимо уменьшать толщины слоя умножения и зарядового слоя. При этом ограничением для толщины слоя умножения (приблизительно до 0,2 и 0,1 мкм для InP и InAlAs соответственно) является допустимая напряженность поля, а для зарядового слоя — точность воспроизведения его толщины. При использовании InAlAs возможно достижение значительных коэффициентов умножения при напряжениях порядка 10 В.

Приведенный упрощенный расчет позволяет определить связь параметров слоев рассмотренной структуры с режимом работы ЛФД, что имеет практическое значение для процессов их изготовления.

Работа выполнена по гранту Президента Российской Федерации по государственной поддержке ведущих научных школ НШ-2787.2014.9.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Современное состояние и магистральные направления развития твердотельной фотоэлектроники. — М.: Физматкнига, 2010.
2. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. — М.: Физматкнига, 2011.
3. Ito M., Mikawa T. and Wada O. // Journal of Lightwave Technology. 1990. Vol. 8. P. 1046.
4. Nishida K., Taguchi K., Matsumoto Y. // Applied Physics Letters. 1979. Vol. 35. P. 251.
5. Kim O. K., Forrest S. R., Bonner W. A. // Applied Physics Letters. 1981. Vol. 39. No. 5. P. 402.
6. Forrest S. R. and Kim O. K. // Solid-State Electronics. 1983. Vol. 26. No. 10. P. 951.
7. Ma C. L. F., Deen M. J., Tarof L. E. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1995. Vol. 31. No. 11. P. 2078.
8. Яковлева Н. И., Болтарь К. О., Седнев М. В., Патрашин А. И., Иродов Н. А. // Прикладная физика. 2014. № 2. С. 45.
9. Яковлева Н. И., Болтарь К. О., Седнев М. В., Лопухин А. А., Коротаев Е. Д. // Прикладная физика. 2015. № 1. С. 87.
10. Yuan P., Hansing C. C., Anselm K. A., Lenox C. V., Nie H., Holmes A. L., Streetman B. G., and Campbell J. C. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2000. Vol. 36. No. 2. P. 198.
11. Saleh M. A., Hayat M. M., Sotirelis P. P., Holmes A. L., Campbell J. C., Saleh B. E. A., Teich M. C. // IEEE Transaction on Electron Devices. 2001. Vol. 48. No. 12. P. 2722.
12. McIntyer R. J. // IEEE Transaction on Electron Devices. 1999. Vol. 46. No. 8. P. 1623.
13. Yuan P., Anselm K. A., Hu C., Nie H., Lenox C., Holmes A. L., Streetman B. G., Campbell J. C., and McIntier R. J. // IEEE Transaction on electron devices. 1999. Vol. 46. No. 8. P. 1632.
14. Холоднов В. А., Бурлаков И. Д., Другова А. А. // Прикладная физика. 2014. № 5. С. 38.
15. Goh Y. L., Massey D. J., Marshall A. R. J., Ng J. S., Tan C. H., Ng W. K., Rees G. J., Hopkinson M., David J. P. R., and Jones S. R. // IEEE Transaction on Electron Devices. 2007. Vol. 54. No. 1. P. 11.
16. Li N., Sidhu R., Li X., Ma F., Zheng X., Wang S., Karve G., Demiguel S., Holms Jr. A. L., and Campbell J. C. // Applied Physics Letters. 2003. Vol. 82. No. 13. P. 2175.
17. Хакушаев П. Е., Чинарева И. В. Отчет по этапу 2 ОКР «Фотик-16», 2015 г.

Assessment of the influence of structure parameters on operating an avalanche photodiode with separate areas of multiplication and absorption

M. E. Makarov¹ and E. A. Klimanov^{2,3}

¹ Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institute al., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia

² Orion R&P Association, Inc.
9 Kosinskaya str., Moscow, 111538, Russia

³ Moscow Technological University (MIREA)
78 Vernadsky av., Moscow, 119454, Russia

Received March 25, 2016

The assessment of a doping concentration dose in the charge layer is the result of describing the InGaAs/InP structure of the avalanche photodiode with separate areas of absorption and multipli-

tion. The possible range of values of doping concentration dose at the set multiplication coefficient is defined by the thickness of the multiplication layer and the electric field in the absorption layer. It has been shown that the reduction of thicknesses in the multiplication layer and charge layer are necessary for working voltage reduction. The thickness multiplication layer is limited by the electric field intensity and the thickness charge layer, at the optimal dose, is limited by the thickness repeatability.

PACS: 72.20.Ht, 72.20.Jv

Keywords: avalanche photodiode, electric field of avalanche breakdown, separate areas of absorption and multiplication, tunnel current.

REFERENCES

1. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *The Current Status and Radial Roads of Solid State Photoelectronics* (Fizmatkniga, Moscow, 2010) [in Russian].
2. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *Solid State Photoelectronics. Photodiodes*. (Fizmatkniga, Moscow, 2011) [in Russian].
3. M. Ito, T. Mikawa, and O. Wada, *Journal of Lightwave Technology* **8**, 1046 (1990).
4. K. Nishida, K. Taguchi, and Y. Matsumoto, *Applied Physics Letters* **35**, 251 (1979).
5. O. K. Kim, S. R. Forrest, and W. A. Bonner, *Applied Physics Letters* **39**, 402 (1981).
6. S. R. Forrest and O. K. Kim, *Solid-State Electronics* **26**, 951 (1983).
7. C. L. F. Ma, M. J. Deen, and L. E. Tarof, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **31**, 2078 (1995).
8. N. I. Iakovleva, K. O. Boltar, M. V. Sednev, A. I. Patrashin, and I. A. Irodov, *Prikladnaya Fizika*, No. 2, 45 (2014).
9. N. I. Iakovleva, K. O. Boltar, M. V. Sednev, A. A. Lopukhin, and E. D. Korotaev, *Prikladnaya Fizika*, No. 1, 87 (2015).
10. P. Yuan, C. C. Hansing, K. A. Anselm, C. V. Lenox, H. Nie, A. L. Holmes, B. G. Streetman, and J. C. Campbell, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **36**, 198 (2000).
11. M. A. Saleh, M. M. Hayat, P. P. Sotirelis, A. L. Holmes, J. C. Campbell, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, *IEEE Transaction on Electron Devices* **48**, 2722 (2001).
12. R. J. McIntyer, *IEEE Transaction on Electron Devices* **46**, 1623 (1999).
13. P. Yuan, K. A. Anselm, C. Hu, H. Nie, C. Lenox, A. L. Holmes, B. G. Streetman, J. C. Campbell, and R. J. McIntier, *IEEE Transaction on Electron Devices* **46**, 1632 (1999).
14. V. A. Kholodnov, I. D. Burlakov, and A. A. Drugova, *Prikladnaya Fizika*, No. 5, 38 (2014).
15. Y. L. Goh, D. J. Massey, A. R. J. Marshall, J. S. Ng, C. H. Tan, W. K. Ng, G. J. Rees, M. Hopkinson, J. P. R. David, and S. R. Jones, *IEEE Transaction on Electron Devices* **54**, 11 (2007).
16. N. Li, R. Sidhu, X. Li, F. Ma, X. Zheng, S. Wang, G. Karve, S. Demiguel, Jr. A. L. Holms, and J. C. Campbell, *Applied Physics Letters* **82**, 2175 (2003).
17. P. E. Khakuashev and P. E. Chinareva, *Report on Fotik-16* (2015).