

УДК 621.382

ОБ ОЦЕНКЕ МОЩНОСТИ ТЕПЛОВОГО ПОРАЖЕНИЯ ДИОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

С.А. Мешеряков

Федеральное автономное учреждение "Государственный научно-исследовательский
испытательный институт проблем технической защиты информации ФСТЭК России"

Статья получена 9 июня 2014 г.

Аннотация. В рамках численной модели в диффузионно-дрейфовом тепловом приближении приведены результаты расчета энергомощностных характеристик для $p-n$ -переходной структуры и структуры с барьером Шоттки при воздействии импульсного электромагнитного излучения. Показано различие в оценке мощности теплового поражения по двум критериям: падающей внешней мощности и рассеиваемой внутренней мощности. Проведено сравнение энергомощностных характеристик теплового поражения диодных структур для сверхвысокочастотного и прямоугольных импульсов в диапазоне температур теплового разогрева 400...1400 °С.

Ключевые слова: численная модель, полупроводниковая структура, импульсное излучение, мощность теплового поражения.

Abstract: Within the limits of numerical model in drift-diffusion thermal approach of calculation of power characteristics for $p-n$ -structure and structure with a Schottky barrier are given at action of a pulsing electromagnetic radiation are given. Distinction is shown in an estimate of thermal defeat power by two criterions – incident exterior power and diffused interior power. Characteristics of thermal burnout of the diode-structures for microwave and square pulses in a gamut of temperatures of a thermal heating 400 ... 1400 °С is compare.

Key words: numerical model, semiconductor structure, pulse radiation, power of thermal burnout.

Введение

Анализ экспериментальных данных [1 – 8] по влиянию импульсного электромагнитного излучения (ЭМИ) на однотипные полупроводниковые диоды показывает существенную разницу в оценках мощности (энергии) их теплового поражения, составляющую свыше двух порядков при одинаковых длительности и форме воздействующего импульса. Однако геометрические размеры этих полупроводниковых диодов, а значит и подверженный разогреву объем структуры (или ее части) не имеют столь существенного разброса. В рамках распространенных тепловых моделей [2, 9, 10], основанных на рассмотрении только падающей мощности и тракующих всю поступающую "извне" энергию как тепловую и полностью поглощаемую полупроводниковой структурой, объяснить указанную разницу в оценке мощности теплового поражения весьма затруднительно.

В отличие от тепловых моделей представленный в [11 – 15] подход к расчету влияния ЭМИ на полупроводниковые диодные структуры основан на рассмотрении наведенного (на штатные или случайные антенны) или непосредственно поданного в схему измерения электрического сигнала. Под воздействием сигнала ток внутри структуры приводит к возникновению тепловых процессов, влияющих на динамику саморазогрева структуры, и, как следствие, к функциональным сбоям в работе или необратимому тепловому поражению (выгоранию). Указанная трансформация – "воздействующая мощность – электрический сигнал – рассеиваемая мощность" – приводит к необходимости использования двух критериев оценки мощности. Первый критерий должен характеризовать рассеиваемую внутри структуры и приводящую к тепловому разогреву электрическую мощность, связанную с процессами зарядо- и теплопереноса. Второй критерий должен определять необходимую для разогрева внешнюю падающую мощность, зависящую как от рассеиваемой мощности внутри структуры, так и от характеристик приемного тракта аппаратуры, генератора или схемы измерения. Иными словами, первый критерий характеризует

энергию (мощность), разогревающую структуру "изнутри", второй – энергию, обеспечивающую этот разогрев "извне".

Цель данной работы – продемонстрировать различие в указанных критериях оценки мощности и энергии теплового поражения импульсом ЭМИ при помощи модели, основанной на диффузионно-дрейфовом тепловом приближении (ДДМТ), на примере диодных структур: биполярной ($p - n$ -переходной) и структуры с барьером Шоттки.

Постановка задачи

Вычисления будем проводить для $p - n$ -переходной структуры и структуры с барьером Шоттки на основе кремния в рамках одномерной ДДМТ. Электрофизические параметры кремния (подвижности свободных носителей заряда, теплопроводность и др.) и их температурные зависимости взяты из [16].

На рис. 1а представлен профиль распределения легирующей примеси $N(x)$ в биполярной $n^+ - p - p^+ - p^{++}$ -диодной структуре. К n^+ -эмиттеру примыкает теплоизолированный омический контакт ($\partial T / \partial x = 0$), к p^{++} -области – омический теплоотводящий контакт ($T = T_0 = 20$ °С). Площадь эмиттерного контакта $S = 6.2 \times 10^{-6}$ см².

Рис. 1б иллюстрирует профиль распределения легирующей примеси $N(x)$ в диодной $n - n^+ - n^{++}$ -структуре с барьером Шоттки. К эпитаксиальной пленке n -типа примыкает теплоизолированный выпрямляющий контакт Шоттки с высотой потенциального барьера $\Phi_b = 0.7$ эВ, к n^{++} -области – омический теплоотводящий контакт. Площадь выпрямляющего контакта Шоттки $S = 7.5 \times 10^{-6}$ см².

Исходное значение сопротивления обеих структур при указанных параметрах составляет 250 Ом, что соответствует типовым значениям выходного сопротивления СВЧ-диодов [17].

Не приводя весь набор уравнений ДДМТ (см., например, [14]), требуемый для расчетов электротепловых характеристик полупроводниковой структуры, выделим уравнение теплопроводности, используемое при оценке внутренних рассеиваемых мощности и энергии

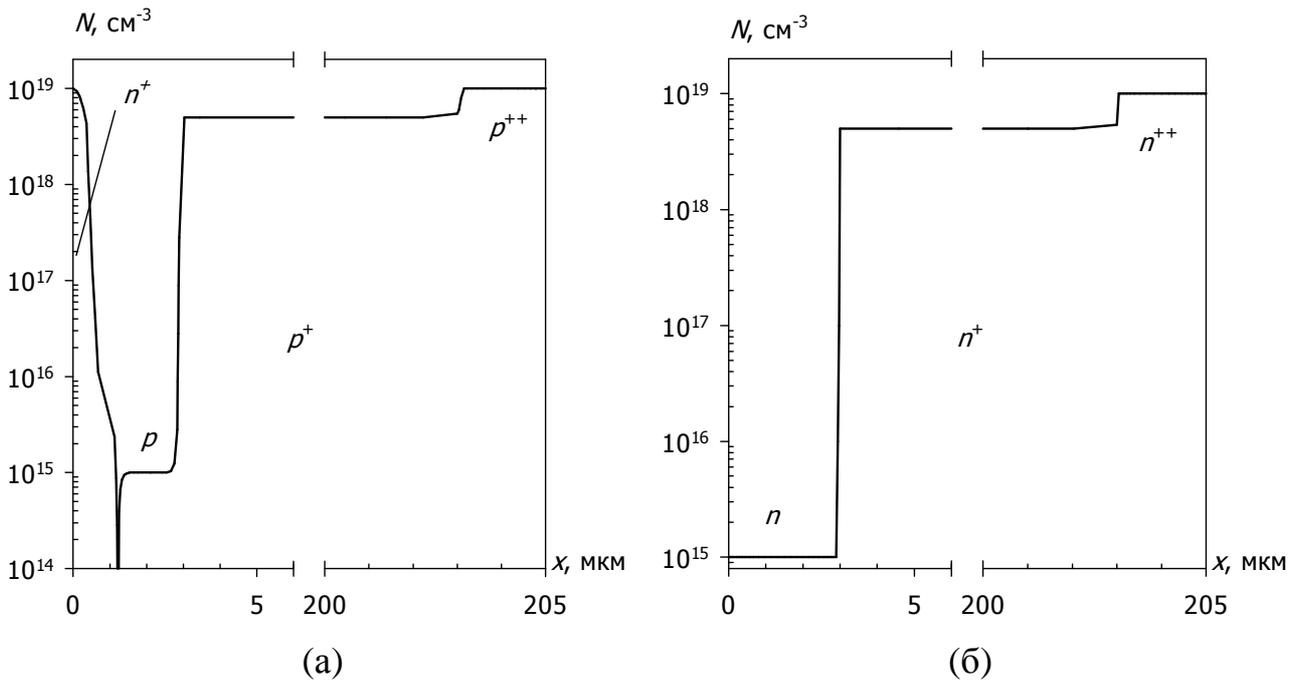


Рис. 1. Профили легирующей примеси диодных структур и типы проводимости различных областей (n – электронный, p – дырочный);
 а – биполярная структура, б – структура с барьером Шоттки.

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) = (J_n + J_p)E + (R - G)(E_c - E_v + 3k_B T), \quad (1)$$

где ρ – плотность вещества; c_p – удельная теплоемкость вещества; T – абсолютная температура; λ – коэффициент теплопроводности полупроводника; J_n, J_p – плотность тока электронов и дырок соответственно; E – напряженность электрического поля; R – темп рекомбинации; G – темп генерации; E_c, E_v – энергетические уровни дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно; k_B – постоянная Больцмана.

Из уравнения (1) следует, что рассеиваемая мощность, приводящая к изменению температурного поля в каждой точке структуры, связана с тремя электрическими процессами: разогрев протекающим внутри структуры током (Джоулево тепло), выделение дополнительного тепла за счет рекомбинации и поглощение тепла за счет генерации.

Интегрирование по длине моделируемой структуры правой части уравнения (1) дает мгновенную рассеиваемую плотность мощности $P(t)$. Энергия W , рассеиваемая за время импульса t_p , и средняя рассеиваемая мощность P_{av} за время импульса вычисляются по следующим формулам:

$$W(t_p) = S \int_0^{t_p} P(t) dt, \quad (2)$$

$$P_{av}(t_p) = W(t_p) \times t_p^{-1}. \quad (3)$$

Внешняя падающая мощность P_{inc} (с учетом сопротивления приемной антенны или генератора R и амплитуды или уровня наведенного электрического сигнала U_0) и соответствующая ей энергия W_{inc} определяются из уравнений

$$P_{inc}(t_p) = P_R + P_{av}(t_p), \quad (4)$$

где $P_R = U_0^2 / (2R)$ в случае сверхвысокочастотного (СВЧ) импульса и $P_R = U_0^2 / R$ в случае прямоугольного импульса;

$$W_{inc}(t_p) = P_{inc}(t_p) \times t_p. \quad (5)$$

Уравнения (2) – (5) иллюстрируют разницу в подходе к оценке энерго-мощностных характеристик воздействия импульса ЭМИ на исследуемые структуры по критериям внешней падающей мощности и внутренней рассеиваемой мощности. Как следует из уравнения (4), внешняя падающая мощность P_{inc} складывается из двух компонентов. Первое слагаемое характеризует мощность, рассеиваемую на активном сопротивлении антенного тракта (генератора, схемы измерения и др.), второе – мощность, рассеиваемую на диодной структуре.

"Общей точкой", связывающей представленные характеристики, служит временная зависимость напряжения наведенного сигнала $u(t)$ с амплитудой (или уровнем) U_0 . С одной стороны, использование ее в качестве граничного условия для электрической составляющей ДДМТ позволяет в каждый момент времени оценить параметры источников и приемников тепла для уравнения (1), рассчитать температурное поле внутри структуры и получить значение дли-

тельности импульса, необходимое для достижения заданной максимальной температуры. С другой стороны, значение напряжения U_0 и полученная длительность импульса t_p дают "внешние" энергоэффективные характеристики.

В зависимости от соотношения указанных слагаемых будет наблюдаться разное поведение энергоэффективных характеристик внешнего импульсного воздействия. Если до воздействия в идеальном случае существует полное согласование (равенство) сопротивлений антенны или генератора и диодной структуры, то при воздействии импульса изменение сопротивления диодной структуры будет влиять на соотношение слагаемых уравнения (4). Как показано в [14, 18, 19], сопротивление диодной структуры при этом будет уменьшаться, и большая часть падающей мощности будет приходиться именно на структуру. В результате характер поведения P_{inc} будет близок к P_{av} . Если же изначально сопротивление R значительно меньше сопротивления диодной структуры (например, случайная антенна в виде низкоомных межсоединений на платах аппаратуры), то большая часть падающей мощности будет приходиться на R , а характер поведения P_{inc} будет соответствовать P_R . Рассмотрим оба этих случая.

Результаты моделирования

На рис. 2а, 2б приведены зависимости W и P_{av} от длительности СВЧ-импульса с несущей частотой $f = 1$ ГГц для биполярной структуры и структуры с барьером Шоттки, полученные согласно уравнениям (2) и (3) из результатов численного моделирования их внутренних электротепловых характеристик вплоть до температуры плавления кремния (1400 °С). Штриховыми линиями показаны одинаковые амплитуды воздействующего сигнала.

Графики на рис. 2 содержат ранее известные из теоретических расчетов и экспериментальных данных характерные участки поведения энергоэффективных характеристик при различных длительностях импульсного воздействия: в определенных диапазонах t_p они близки к известным зависимостям Вунша–Белла [9] и адиабатической [2, 10]. Кроме того, в области сверхкоротких импульсов ($t_p < 10...50$ нс) при $U_0 > 200$ В наблюдается экспериментально выявленный в

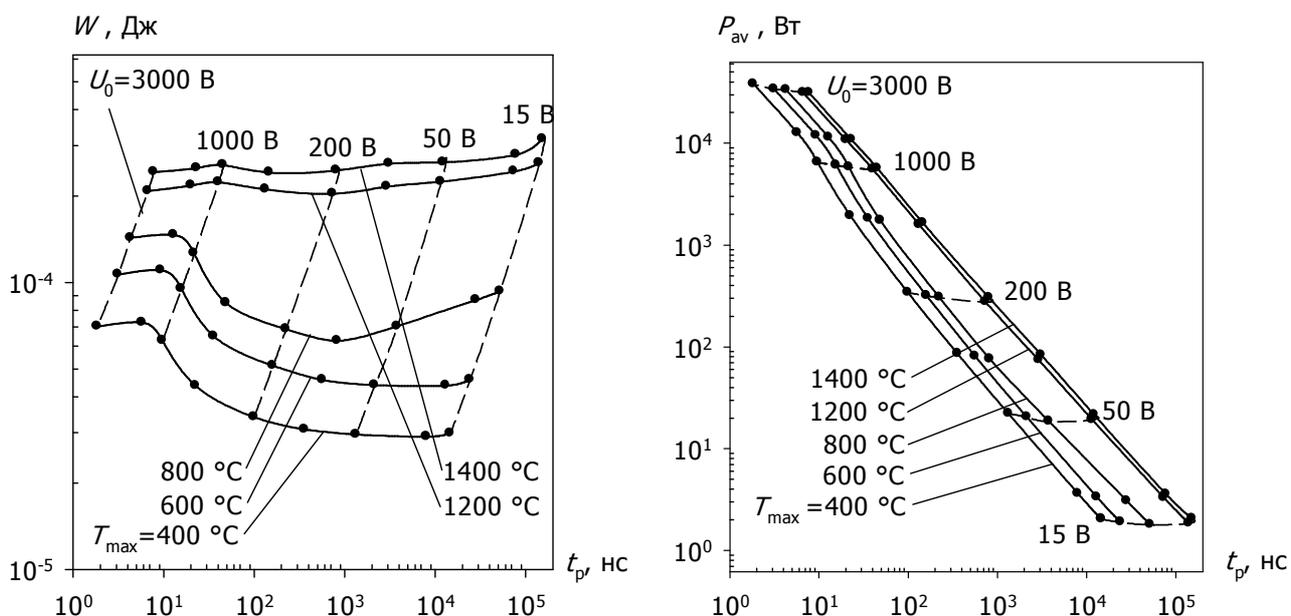
[20] участок (назовем его "генерационный"), характеризующийся ростом энергии с дальнейшим ее насыщением. Причиной возникновения этого участка является рассматриваемый в ДДМТ приемник тепла, связанный с генерационными процессами, наиболее существенными при больших значениях амплитуды воздействующего сигнала, в то время как в тепловых моделях априорно предполагается наличие только источников тепла, приводящих непосредственно к разогреву структуры [11, 12].

На рис. 3а, 3б показаны рассчитанные в условиях полного согласования ($R = 250 \text{ Ом}$) соотношения рассеиваемой мощности (энергии) и падающей мощности (энергии) для исследуемых структур. Из представленных характеристик видно, что при $t_p = 10^0 \dots 10^5 \text{ нс}$ рассеиваемые мощность P_{av} и энергия W составляют 60...80 % от падающей мощности P_{inc} (энергии W_{inc}) для биполярной структуры и 50...90 % для структуры с барьером Шоттки в зависимости от максимальной температуры разогрева T_{max} и длительности однократного СВЧ-импульса.

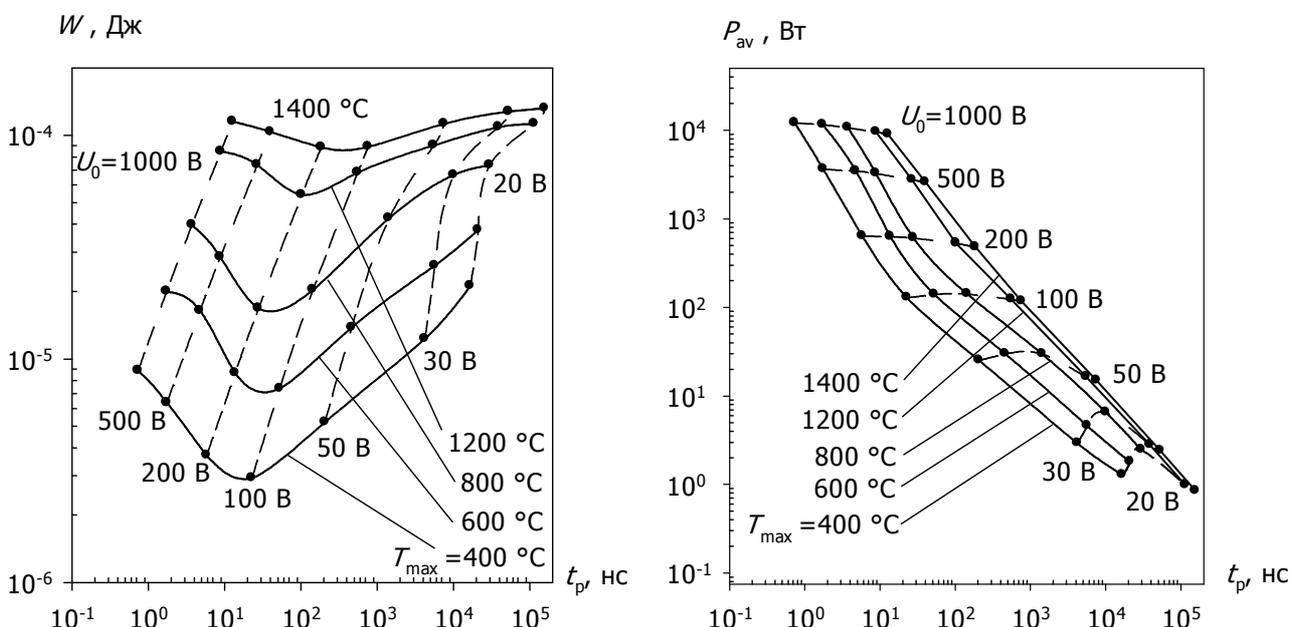
Характер поведения кривых отношения мощностей (энергий) на рис. 3 противоположен поведению кривых мощностей (энергий) на рис. 2: максимальным значениям зависимости $W/W_{inc}(t_p)$ соответствует минимум зависимости $W(t_p)$, а замедление роста рассеиваемой энергии в областях очень коротких импульсов (менее 10 нс) и длинных импульсов (более 10^4 нс) приводит к резкому изменению соотношения $W/W_{inc}(t_p)$.

Так как в биполярной структуре неосновные носители играют определяющую роль во всех механизмах зарядопереноса, а следовательно, и теплопереноса (через тепловую обратную связь), то рекомбинационные процессы в них более существенны, чем в униполярных структурах с барьером Шоттки. Это приводит к выравниванию распределения мощности и температуры по всей глубине биполярной структуры. Из зависимости $W(t_p)$ видно, что рост энергии на "генерационном" участке в области коротких импульсов у биполярных структур (рис. 2а) менее выражен, чем у структур с барьером Шоттки (рис. 2б) из-за быстро нарастающей компенсации темпа генерации (приемника тепла) темпом рекомбинации

(источником тепла). Этим же объясняется и более выраженное насыщение $W(t_p)$ при дальнейшем уменьшении времени импульсного воздействия. В результате размытость максимума характеристики $W/W_{inc}(t_p)$ для биполярной структуры больше, чем для структуры с барьером Шоттки (см. рис. 3).



(а)



(б)

Рис. 2. Зависимости $W(t_p)$ и $P_{av}(t_p)$;
 а – биполярная структура; б – структура с барьером Шоттки.

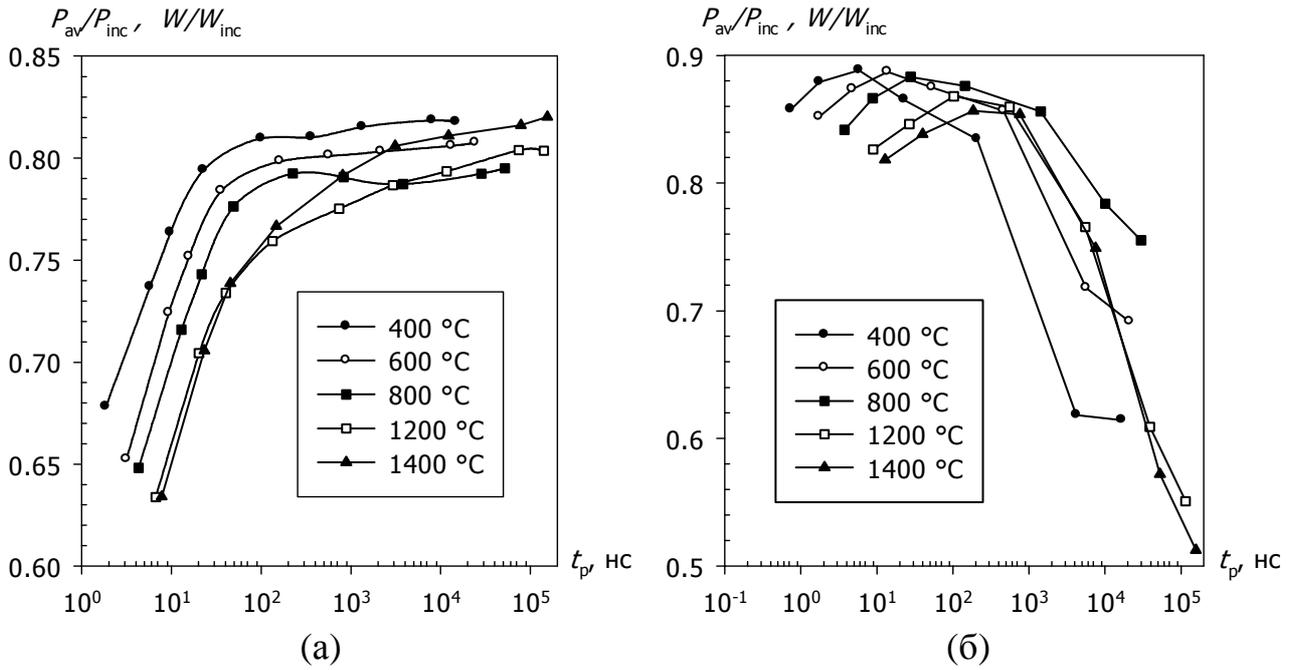


Рис. 3. Соотношения рассеиваемой и падающей мощности (энергии); СВЧ-импульс; полное согласование; *a* – биполярная структура, *б* – структура с барьером Шоттки.

На рис. 4а, 4б показаны рассчитанные для диодных структур в условиях отсутствия согласования ($R = 1 \text{ Ом}$) падающая мощность и энергия в зависимости от длительности СВЧ-импульса. Сравнение энергопотенциальных характеристик (рис. 2 и рис. 4) показывает, что в этом случае P_{inc} и W_{inc} больше P_{av} и W почти на два порядка, и в отличие от полного согласования в данном случае соотношения мощностей составляют доли процента. Но при этом усиливается искажение характеристик P_{inc} и W_{inc} в силу уравнений (4), (5) и формы соотношений $W/W_{\text{inc}}(t_p)$ и $P/P_{\text{inc}}(t_p)$ на рис. 3. Сравнение рис. 2 и рис. 4 показывает, что зависимость $W_{\text{inc}}(t_p)$ растет значительно быстрее $W(t_p)$ для биполярной структуры при $U_0 > 200 \text{ В}$ и для структуры с барьером Шоттки при $U_0 < 50 \text{ В}$. Иными словами, использование экспериментально наблюдаемой зависимости $W_{\text{inc}}(t_p)$ (или $P_{\text{inc}}(t_p)$) может давать существенную погрешность в оценке температуры теплового поражения, которая тем больше, чем больше степень рассогласования.

Очевидно, что отмеченные различия в энергопотенциальных характеристиках при воздействии СВЧ-импульса будут проявляться и для других форм импульсов. На рис. 5а, 5б приведены результаты расчетов падающей и рассеиваемой

мой мощности (энергии) для прямоугольных импульсов различной полярности при $R = 1$ Ом в сравнении с СВЧ-импульсом. Обозначено: Π^+ – прямая полярность, Π^- – обратная.

Сравнительный анализ представленных на рис. 5 графиков показывает следующее. Наибольшее различие в характере поведения энергопотенциальных характеристик диодных структур наблюдается при воздействии Π^- -импульса.

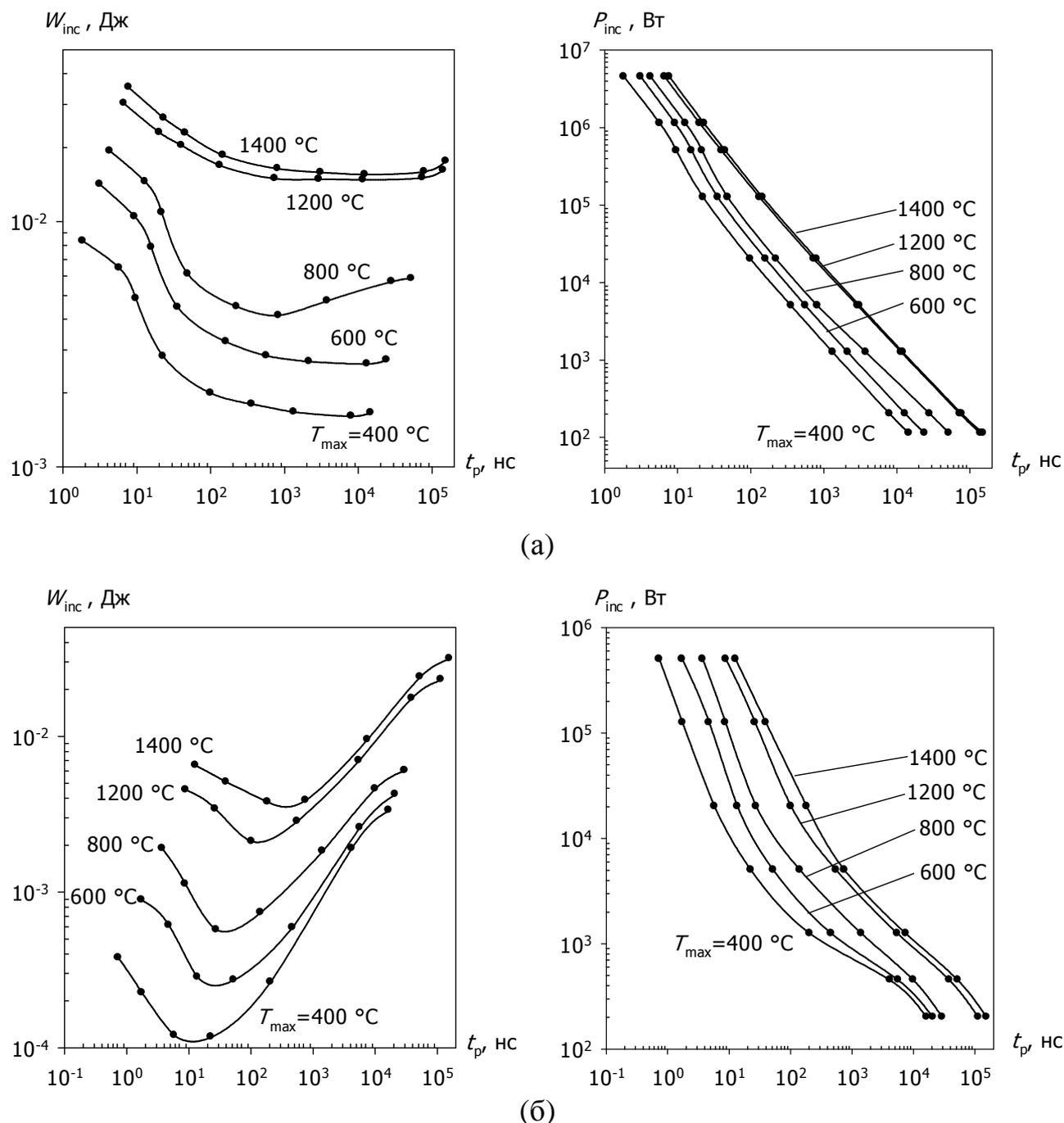
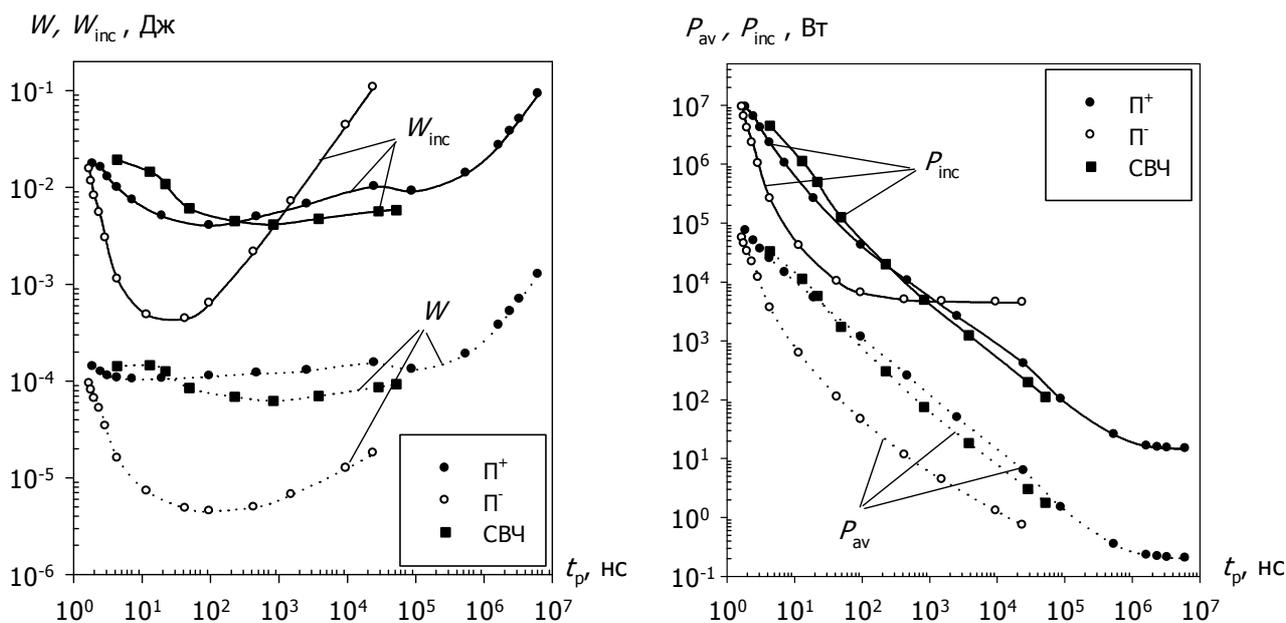
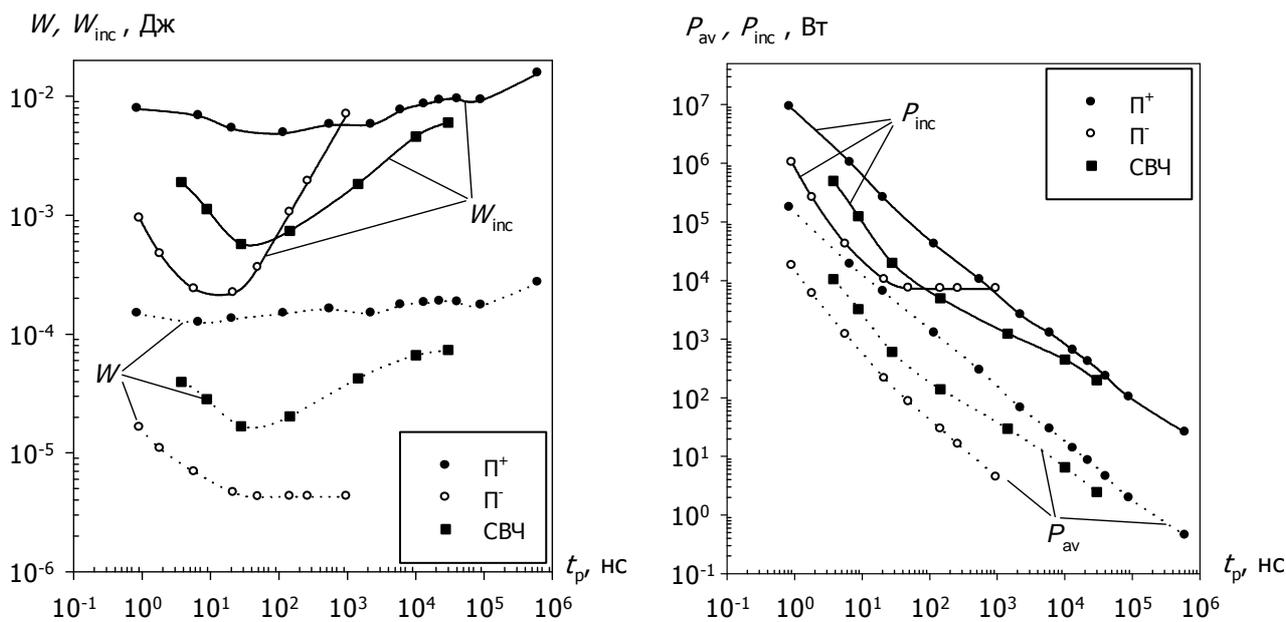


Рис. 4. Зависимости $W_{inc}(t_p)$ и $P_{inc}(t_p)$; отсутствие согласования; СВЧ-импульс; а – биполярная структура; б – структура с барьером Шоттки.



(а)



(б)

Рис. 5. Зависимости $W(t_p)$, $W_{inc}(t_p)$, $P_{av}(t_p)$ и $P_{inc}(t_p)$ для СВЧ и прямоугольных импульсов; отсутствие согласования; $T_{max} = 800 \text{ }^\circ\text{C}$; а – биполярная структура; б – структура с барьером Шоттки.

В этом случае обе структуры могут пропустить значительный ток, приводящий к тепловому разогреву до определенной температуры, только в состоянии лавинного пробоя. Следовательно, уровень воздействующего напряжения при увеличении времени импульса асимптотически стремится сверху к пробивному

напряжению. В итоге, "внутренние" характеристики показывают насыщение энергии W , так как объем, затронутый лавинной генерацией, практически постоянен. Это насыщение особенно выражено для структур с барьером Шоттки, где рекомбинационные процессы менее значимы. Средняя за время импульса мощность P_{av} при этом падает. Противоположно этому "внешние" характеристики в силу уравнения (4) дают насыщение мощности P_{inc} (требуется поддержка определенного уровня напряжения U_0 при любой длительности импульса), но тогда из уравнения (5) получаем асимптотически бесконечный рост энергии W_{inc} с увеличением t_p .

Наименьшее различие в характеристиках наблюдается при воздействии Π^+ -импульса, дающего наиболее равномерное распределение рассеиваемой мощности по всей длине структуры. Следует также предполагать наличие указанных для Π -импульса участков насыщения W и P_{inc} при $t_p > 10^7$ нс, когда уровень напряжения приближается к стационарному значению (точка вольтамперной характеристики), соответствующему заданной температуре разогрева.

Характеристики воздействия СВЧ-импульса находятся, в общем случае, между характеристиками прямоугольных импульсов. Отклонения от этой тенденции связаны с генерационно-рекомбинационными процессами, изменением объема локализации и перераспределением внутри структуры энергии, идущей на тепловой разогрев согласно уравнению (1). Как следует из рис. 5 для биполярной структуры воздействие СВЧ-импульса ближе к воздействию Π^+ -импульса при $t_p = 1 \dots 10^5$ нс. Для структуры с барьером Шоттки воздействие СВЧ-импульса ближе к воздействию Π^+ -импульса при $t_p = 10^2 \dots 10^5$ нс и к воздействию Π -импульса при $t_p = 1 \dots 10^2$ нс.

Заключение

Результаты моделирования демонстрируют, что оценки мощности и энергии теплового разогрева импульсным ЭМИ по "внешнему" и "внутреннему" критериям отличаются как по величине, так и по характеру поведения, и существенно зависят от степени согласования сопротивлений антенны (генератора,

схемы измерения) и диодной структуры. Наибольшее расхождение в оценках по указанным критериям свойственно прямоугольному импульсу обратной полярности при стремлении напряжения воздействующего сигнала к пробивному напряжению диодной структуры.

На основании полученных результатов моделирования можно утверждать, что согласованные антенные тракты приемо-передающей радиоэлектронной аппаратуры, содержащие полупроводниковые детекторные и смесительные диоды, наиболее подвержены тепловому поражению мощным СВЧ ЭМИ.

Литература

1. *Сорокин Л.Н., Усыченко В.Г., Щерстюк А.В.* Выгорание полупроводниковых приборов под воздействием сверхвысокочастотных импульсов и электрических видеоимпульсов // Радиотехника и электроника. – 2010. – Т. 55. – № 5. – С. 631-638.
2. *Dwyer V.M., Franklin A.J., Campbell D.S.* Thermal failure in semiconductor devices // Solid-State Electronics. – 1990. – V.33. – N 5. – P. 553-560.
3. *Anand Y., Moroney W.J.* Microwave mixer and detector diodes // Proceedings of the IEEE. – 1971. – V. 59. – N 8. – P. 1182-1190
4. *Ahmad K.* RF burnout in X-band Schottky mixers // Journal of Applied Physic. – 1972. – V. 43. – N 11. – P. 4826-4827.
5. *Guccione S.A.* Pulse burnout of microwave mixer diodes // IEEE Transaction on Reliability. – 1973. – V. R-22. – N. 4. – P. 196-207.
6. *Whalen J.J.* The RF pulse susceptibility of UHF transistors // IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility. – 1975. – V. EMC-17. – N 4. – P. 220-225.
7. *Diaz C., Kang S., Duvvury Ch.* Simulation of electrical overstress thermal failures in integrated circuits // IEEE Transaction on Electron Devices. – 1994. – V. ED-41. – N. 3. – P. 359-366.
8. *Anand Y.* X-band high burnout resistance Schottky-barrier diodes // IEEE Transaction on Electron Devices. – 1977. – V. ED-24. – N. 12. – P. 1330-1336.

9. *Wunsh D.C., Bell R.R.* Determination of threshold failure levels of semiconductor diodes and transistors due to pulse voltage // IEEE Transaction on Nuclear Science. – 1968. – V. NS-15. – N 6. – P. 244-259.
10. *Taska D.M.* Pulse power failure modes in semiconductors // IEEE Transaction on Nuclear Science. – 1970. – V. NS-17. – N 7. – P. 364-372.
11. *Мещеряков С.А.* Моделирование физических процессов в полупроводниковых структурах при воздействии мощного СВЧ-импульса. Структуры с барьером Шоттки [Электронный ресурс] // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. – 2013. – № 11. – Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/nov13/2/text.pdf>.
12. *Мещеряков С.А.* Моделирование физических процессов в полупроводниковых структурах при воздействии мощного СВЧ-импульса. Биполярные структуры [Электронный ресурс] // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. – 2013. – № 12. – Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/dec13/6/text.pdf>.
13. *Мещеряков С.А.* Моделирование теплового поражения диодных полупроводниковых структур полиимпульсным сверхвысокочастотным радиоизлучением [Электронный ресурс] // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. – 2013. – № 7. – Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jul13/4/text.pdf>.
14. *Бердышев А.В., Мещеряков С.А.* Численное моделирование физических процессов в кремниевых полупроводниковых $p-n$ -переходных структурах при воздействии электромагнитного излучения сверхкоротких импульсов // Радиотехника и электроника. – 2013. – Т. 58. – № 7. – С. 726-734.
15. *Мещеряков С.А., Бердышев А.В.* Электротепловая модель воздействия электромагнитного излучения на полупроводниковые структуры // Радиотехника и электроника. – 2013. – Т. 58. – № 11. – С. 1127-1135.
16. NSM Archive – Physical Properties of Semiconductors [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/index.html>.
17. Диоды: Справочник / О.П. Григорьев и др. М.: Радио и связь, 1990.

18. *Brown W.D.* Semiconductor device degradation by high amplitude current pulses // IEEE Transaction on Nuclear Science. – 1972. – V. NS-19. – N 2. – P. 68-75.
19. *Prokopyev A.I., Mesheryakov S.A.* Static characteristics of high-barrier Schottky diode under high level injection // Solid-State Electronics. – 1999. – V. 43. – N 9. – P. 1747-1753.
20. *Юшков Ю.Г., Чумерин П.Ю., Артеменко С.Н. и др.* Экспериментальное исследование воздействия сверхвысокочастотных импульсов на работу персонального компьютера // Радиотехника и электроника. – 2001. – Т. 46. – № 8. – С. 1020-1024.