

Расчет теплового воздействия электронного зонда на образец нитрида галлия

© Л.А. Бакалейников, Е.В. Галактионов, В.В. Третьяков, Э.А. Тропп

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: bakal@ammp.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 3 августа 2000 г.

В окончательной редакции 6 октября 2000 г.)

Исследованы стационарные температурные поля, возникающие при взаимодействии электронного зонда с образцом GaN. Для расчета плотности генерации тепла проведено моделирование процесса потери энергии электронами по методу Монте-Карло. Предложена аппроксимация формы области генерации тепла полуэллипсоидом. Для случая равномерной генерации тепла в объеме эллипсоида получено аналитическое решение задачи теплопроводности в элементарных функциях. Показано, что влияние формы области генерации на максимальную температуру перегрева и распределение поля температур мало. Аппроксимация плотности тепловых источников однородным распределением в полусфере с радиусом, равным полному пробегу электронов, приводит к значительной недооценке максимальной температуры перегрева. Предложено выражение для выбора характерного размера области генерации тепла в GaN, обеспечивающее 3% точность определения максимальной температуры перегрева в широком диапазоне энергий электронного пучка.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-18109).

Анализ температурных полей, возникающих в результате взаимодействия электронного зонда с образцом, имеет важное значение для интерпретации экспериментальных данных в катодоллюминесценции, Оже- и рентгеноспектральном микроанализе [1–3]. Учет температурного воздействия может оказаться достаточно актуальным и при обработке образцов электронными пучками. Такие проблемы возникают, в частности, при активации *p*-типа проводимости в образцах GaN [4,5] — одного из наиболее перспективных материалов для создания оптоэлектронных приборов во всем видимом диапазоне.

Исследованию теплового воздействия электронного зонда на образец посвящен целый ряд работ как экспериментального [6,7], так и теоретического характера [1–3,8,9]. Необходимо отметить, что экспериментальное определение температуры перегрева [6,7] сильно осложнено малым размером области генерации тепла, вследствие чего полученные результаты имеют невысокую точность и могут рассматриваться как качественные. В связи с этим особую ценность приобретают теоретические подходы к оценке распределения плотности источников тепла и температуры нагрева образца электронным зондом.

В работе [1] получено решение стационарной задачи теплопроводности и на его основе найдена широко используемая формула для максимальной величины перегрева. Отметим, что при получении этой формулы считалось, что область генерации тепла представляет собой полусферу с радиусом, совпадающим с радиусом зонда. В [2] дано решение задачи теплопроводности для образца, покрытого пленкой материала с высокой теплопроводностью, причем для области генерации была использована такая же аппроксимация. Соотношение для

оценки температуры на поверхности образца включает в себя несобственный интеграл от комбинации функции Бесселя нулевого порядка и экспоненты. В [8] проведено рассмотрение тепловой задачи с областью источника, представляющей собой цилиндр. Высота этого цилиндра принималась равной глубине проникновения электронов зонда, а диаметр основания был равен сумме диаметра зонда и удвоенной глубины проникновения. Результат представлен в виде интеграла от специальных функций. В [9] область генерации тепла аппроксимировалась полусферой с радиусом, равным сумме радиуса электронного зонда и глубины проникновения электронов. При этом были получены простые аналитические выражения для максимальной температуры перегрева, размера теплового источника и времени установления стационарного температурного поля.

Заметим, что реальная форма источников тепла, естественно, не совпадает с указанными аппроксимациями. Главной причиной их использования в вышеперечисленных работах является возможность получения аналитических соотношений для оценки основных параметров температурного поля. Определение формы области генерации и распределения плотности источников тепла возможно лишь при детальном изучении процесса потери энергии электронами зонда.

Целью настоящей работы является исследование распределения температуры в образце с учетом реальной плотности источника тепла. Задача при этом разбивается на две части. Первая часть связана с определением плотности источников тепла, и ее решение базируется на рассмотрении кинетического уравнения для электронов зонда. Вторая часть заключается в решении тепловой задачи с найденным распределением тепловой генерации.

1. Расчет распределения плотности тепловых источников

Релаксация электронов зонда, в ходе которой электроны передают свою энергию веществу мишени, приводит к генерации тепла. Если считать, что вся энергия электронов идет на нагрев, то распределение тепловых источников будет совпадать с распределением потерянной энергии. Одномерное распределение потерянной энергии по глубине dE/dz рассчитывалось многими авторами. В частности, в [10] приведено широко используемое универсальное эмпирическое выражение для dE/dz . Однако для определения пространственного распределения плотности потерянной энергии информации о распределении по глубине недостаточно. Одним из способов получения пространственного распределения является решение кинетического уравнения, описывающего транспорт электронов зонда в мишени. Для этого было использовано моделирование по методу Монте-Карло. В разработанной программе была применена схема однократных столкновений. Упругое взаимодействие электронов с атомами рассчитывалось с помощью дифференциального сечения Мотта, вычисленного нами на основе атомного потенциала Хартри–Фока–Слэтера [11]. Неупругое взаимодействие электронов с веществом описывалось с помощью модельного дифференциального сечения. Характерные особенности этого сечения заключаются в следующем. При больших потерях энергии оно асимптотически стремится к сечению взаимодействия свободных электронов, а средние потери энергии на единице длины определяются формулами Бете или Рао-Сахиба–Виттри [12].

Оценка адекватности программы осуществлялась сопоставлением рассчитанных зависимостей плотности потерянной энергии от глубины с универсальными зависимостями для малых [13] и больших [10] энергий пучка. Двумерное распределение потерянной энергии сравнивалось с распределением в GaAs, предложенным в работе [14]. Сравнение показало, что полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с данными вышеуказанных работ.

С помощью разработанной программы было рассчитано распределение плотности потерянной энергии, а значит, и тепловых источников $q_f(\rho, z)$ в GaN для энергий $E_0 = 5, 10, 15$ keV, где глубина z и радиус ρ отсчитывались от точки падения сфокусированного пучка электронов на образец. Ток зонда при этом считался равным 100 nA. Изолинии полученного распределения приведены на рис. 1. Заметим, что распределение плотности тепловых источников, возникающее в образце при облучении его пучком электронов с конечным диаметром d , связано с распределением q_f для сфокусированного пучка соотношением

$$q(x, y, z) = \iint q_f(x - x_0, y - y_0, z) I_d(x_0, y_0) dx_0 dy_0, \quad (1)$$

где $I_d(x_0, y_0)$ — распределение интенсивности в поперечном сечении пучка.

2. Расчет температурного поля

Перейдем теперь к рассмотрению второй части задачи — расчету температурного поля в образце при заданной плотности генерации тепла.

Из полученного распределения q_f для сфокусированного пучка (рис. 1) видно, что распределение плотности генерации тепла в объеме образца значительно отличается от сферически-симметричного. Аналогичная ситуация имеет место и в более общем случае для пучков с конечным диаметром. В связи с этим возникает вопрос о возможности использования аппроксимации области генерации тепла полусферой [9]. Полученное в [8] решение задачи теплопроводности для источника, равномерно распределенного в цилиндре, в принципе позволяет оценить влияние формы области тепловыделения на распределение температуры, однако представление результата в виде интеграла от специальных функций затрудняет его использование. Кроме того, в этом случае граница области генерации не является гладкой, что противоречит рис. 1.

В настоящей работе для учета различия характерных размеров источника тепла в поперечном и продольном направлениях рассматривается задача с равномерной генерацией в объеме полуэллипсоида с полуосями a, b . Температурное поле при этом описывается уравнением

$$\Delta T = -q/k,$$

где k — коэффициент теплопроводности, а плотность источника тепла q в цилиндрических координатах (ρ, z) имеет вид

$$q = \begin{cases} q_0, & \frac{\rho^2}{b^2} + \frac{z^2}{a^2} < 1, \\ 0, & \frac{\rho^2}{b^2} + \frac{z^2}{a^2} > 1. \end{cases}$$

Отсутствие теплового потока через поверхность и затухание температурного поля вдали от теплового источника

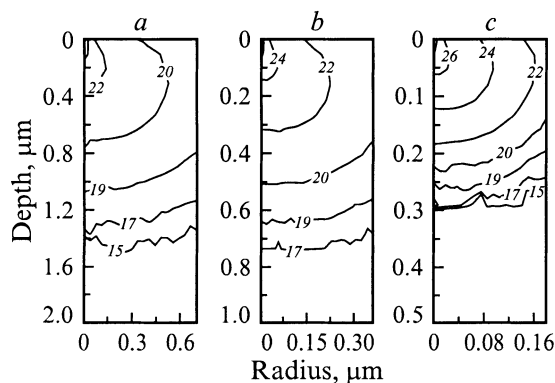


Рис. 1. Изолинии распределения плотности тепловых источников $q_f(\rho, z)$ по радиусу ρ и глубине z в полубесконечном образце GaN, облучаемом сфокусированным пучком электронов с энергией E_0 15 (a), 10 (b) и 5 keV (c). Глубина и радиус отсчитываются от точки падения зонда. На изолиниях указаны значения $\ln(q_f(\rho, z))$.

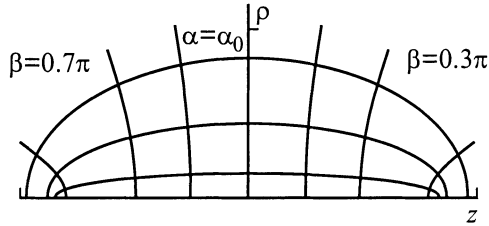


Рис. 2. Семейства координатных линий $\alpha = \text{const}$, $\beta = \text{const}$ для вырожденной эллипсоидной системы координат в случае вытянутого ($a > b$) эллипсоида вращения при $a = 10$, $b = 5$. Величины масштабного множителя c и координаты α_0 равны 8.66 и 0.55 соответственно. Кривые приведены для значений $\alpha = 0.1, 0.3, \alpha_0$; $\beta = 0.1\pi, 0.3\pi, 0.4\pi, 0.6\pi, 0.7\pi, 0.9\pi$.

ка приводят к граничным условиям

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad T|_{z \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad T|_{\rho \rightarrow \infty} \rightarrow 0.$$

Аксиальная симметрия задачи позволяет использовать вырожденную эллипсоидальную систему координат (α, β) [15], при переходе к которой решение задачи может быть получено в аналитическом виде. Связь между цилиндрическими и эллипсоидальными координатами для случая вытянутого эллипсоида вращения ($a \geq b$) имеет вид

$$\rho = c \operatorname{sh} \alpha \sin \beta, \quad z = c \operatorname{ch} \alpha \cos \beta,$$

где c — масштабный множитель. Для сплюснутого эллипсоида вращения ($a < b$) эти формулы заменяются на

$$\rho = c \operatorname{ch} \alpha \sin \beta, \quad z = c \operatorname{sh} \alpha \cos \beta.$$

В первом случае одним из семейств координатных поверхностей является семейство вытянутых эллипсоидов вращения $\alpha = \text{const}$ с фокусами в точках $(0, 0, \pm c)$. Выбирая масштабный множитель c и координату $\alpha = \alpha_0$ таким образом, чтобы

$$c^2 \operatorname{sh}^2 \alpha_0 = b^2, \quad c^2 \operatorname{ch}^2 \alpha_0 = a^2,$$

найдем, что эллипсоид, внутри которого происходит генерация тепла, ограничен координатной поверхностью $\alpha = \alpha_0$. Семейства координатных линий для введенной вырожденной эллипсоидальной системы координат приведены на рис. 2.

Оператор Лапласа в координатах (α, β) приобретает вид

$$\Delta T = \frac{1}{c^2(\operatorname{sh}^2 \alpha + \operatorname{sin}^2 \beta)} \times \left[\frac{1}{\operatorname{sh} \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \operatorname{sh} \alpha \frac{\partial T}{\partial \alpha} + \frac{1}{\operatorname{sin} \beta} \frac{\partial}{\partial \beta} \operatorname{sin} \beta \frac{\partial T}{\partial \beta} \right].$$

Решение задачи методом разделения переменных приводит к следующим формулам:

$$T_{\text{int}}(\alpha, \beta) = -\frac{q_0}{k} c^2 \left\{ \frac{1}{4} \operatorname{sh}^2 \alpha \operatorname{sin}^2 \beta - \frac{1}{6} \operatorname{sh}^2 \alpha_0 \times \left[1 + 2 \operatorname{ch} \alpha_0 \ln \operatorname{cth} (\alpha_0/2) + 2(1 - \operatorname{ch} \alpha_0 \ln \operatorname{cth} (\alpha_0/2)) \times \frac{(3 \operatorname{ch}^2 \alpha - 1)(3 \operatorname{cos}^2 \beta - 1)}{2} \right] \right\},$$

$$T_{\text{ext}}(\alpha, \beta) = \frac{q_0}{4k} ab \operatorname{sh}(\alpha_0) \left\{ (3 \operatorname{cos}^2 \beta - 1) \operatorname{ch} \alpha + \left[2(\operatorname{sin}^2 \beta - \operatorname{sh}^2 \alpha) + 3 \operatorname{sh}^2 \alpha \operatorname{sin}^2 \beta \right] \ln \operatorname{cth} (\alpha/2) \right\}. \quad (2)$$

Здесь T_{int} , T_{ext} — распределение температур внутри и вне эллипсоида соответственно. В предельном случае, когда $b \rightarrow a$, эти формулы переходят в решение для источника, равномерно распределенного в полусфере радиусом a ,

$$T_{\text{int}}(\rho, z) = \frac{q_0}{6k} (3a^2 - \rho^2 - z^2),$$

$$T_{\text{ext}}(\rho, z) = \frac{q_0}{3k} \frac{3a^2}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}. \quad (3)$$

Полагая в формулах (2), (3) $\rho = z = 0$, получим максимальные температуры перегрева для полуэллипсоида

$$T_{\text{max}}^{\text{el}} = \frac{q_0}{4k} \frac{ab^2}{\sqrt{a^2 - b^2}} \ln \frac{a + \sqrt{a^2 - b^2}}{a - \sqrt{a^2 - b^2}}$$

и полусферы

$$T_{\text{max}}^{\text{sp}} = \frac{q_0}{2k} a^2. \quad (4)$$

Для сплюснутого эллипсоида вращения ($a < b$) выбираем масштабный множитель c и координату $\alpha = \alpha_0$ так, чтобы

$$c^2 \operatorname{ch}^2 \alpha_0 = b^2, \quad c^2 \operatorname{sh}^2 \alpha_0 = a^2.$$

Решение задачи в этом случае можно записать в следующей форме:

$$T_{\text{int}}(\alpha, \beta) = -\frac{q_0}{k} c^2 \left\{ \frac{1}{4} \operatorname{ch}^2 \alpha \operatorname{sin}^2 \beta - \frac{1}{6} \operatorname{ch}^2 \alpha_0 \times \left[1 + 2 \operatorname{sh} \alpha_0 \operatorname{arctg} (\operatorname{sh} \alpha_0) - 2(1 - \operatorname{sh} \alpha_0 \operatorname{arctg} (\operatorname{sh} \alpha_0)) \times \frac{(3 \operatorname{sh}^2 \alpha + 1)(3 \operatorname{cos}^2 \beta - 1)}{2} \right] \right\},$$

$$T_{\text{ext}}(\alpha, \beta) = \frac{q_0}{4k} ab \operatorname{ch} \alpha_0 \left\{ -(3 \operatorname{cos}^2 \beta - 1) \operatorname{sh} \alpha + \left[2(\operatorname{sin}^2 \beta + \operatorname{ch}^2 \alpha) - 3 \operatorname{ch}^2 \alpha \operatorname{sin}^2 \beta \right] \operatorname{arctg} (\operatorname{sh} \alpha) \right\}.$$

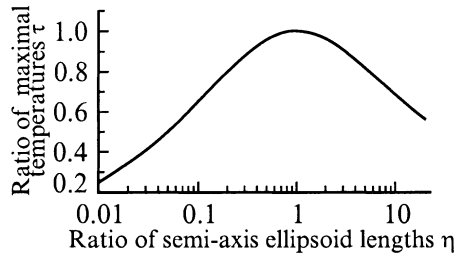


Рис. 3. Зависимость отношения максимальных температур перегрева (T°) $\tau = T_{\max}^{\text{el}}/T_{\max}^{\text{sp}}$ для источников полуэллиптической и полусферической форм одинакового объема и мощности от величины отношения полуосей эллипсоида.

Отсюда для максимальной температуры перегрева следует

$$T_{\max}^{\text{el}} = \frac{q_0}{2k} \frac{ab^2}{\sqrt{b^2 - a^2}} \operatorname{arccctg} \frac{a}{\sqrt{b^2 - a^2}}.$$

На рис. 3 приведена зависимость отношения $\tau = T_{\max}^{\text{el}}/T_{\max}^{\text{sp}}$ от отношения полуосей эллипсоида η при одинаковом объеме областей генерации. Видно, что значительных отклонений T_{\max}^{el} от T_{\max}^{sp} можно ожидать при $\eta < 0.15$ и $\eta > 5$.

Отметим, что изложенный подход в отличие от работы [8] не приводит к сложным выражениям для максимальной температуры перегрева T_{\max} и позволяет рассчитывать температурное поле для источников тепла с различными характерными размерами в продольном и поперечном направлениях с использованием лишь элементарных функций.

Оценим влияние формы области генерации тепла на T_{\max} для случая сфокусированного пучка. Аппроксимируя распределение тепловых источников $q_f(\rho, z)$ гауссовым распределением $A \exp(-z^2/\sigma_z^2 - \rho^2/\sigma_\rho^2)$, можно определить полуширины σ_z , σ_ρ . Заметим, что изолинии гауссового распределения будут представлять собой

эллипсы с отношением полуосей $\eta = \sigma_z/\sigma_\rho$. Оценка отношения полуосей для $E_0 = 5, 10, 15$ keV позволяет заключить, что величины η находятся в пределах $0.2 < \eta < 0.24$. Как видно из рис. 3, величина τ при этом меняется в интервале $0.8 < \tau < 0.85$, и, следовательно, отличие формы области генерации тепла от полусферы приводит к ошибкам в определении T_{\max} по формуле (4), не превосходящим 20%.

Влияние формы теплового источника на температурное поле иллюстрируется рис. 4. На этом рисунке приведены изотермы для источников полусферической и полуэллиптической форм. Размеры полуосей a , b эллипсоида при этом выбирались равными удвоенным полуширинам σ_z , σ_ρ гауссового распределения, аппроксимирующего $q_f(\rho, z)$ при $E_0 = 5$ keV, а радиус r_s сферы вычислялся из условия совпадения объемов областей генерации. Это дает

$$a = 2\sigma_z = 0.072 \mu\text{m}, \quad b = 2\sigma_\rho = 0.018 \mu\text{m},$$

$$r_s = a\eta^{2/3} = 0.026 \mu\text{m}.$$

Температурное поле было рассчитано для тока зонда $I = 100$ nA, что соответствует полному тепловыделению в образце $P = IE_0 = 0.5$ mW. Из рис. 4 видно, что разница в распределении температуры заметна лишь на расстояниях порядка a ; для расстояний, больших $3a$, она практически отсутствует.

Таким образом, отличие формы области тепловыделения от полусферической приводит к сравнительно небольшим изменениям максимальной температуры перегрева и температурного поля.

Для оценки точности аналитического решения, получаемого при аппроксимации источника тепла равномерной по объему полусферы генерацией, было проведено численное решение задачи. При этом использовалось распределение источников тепла для сфокусированного пучка, полученное на первом этапе.

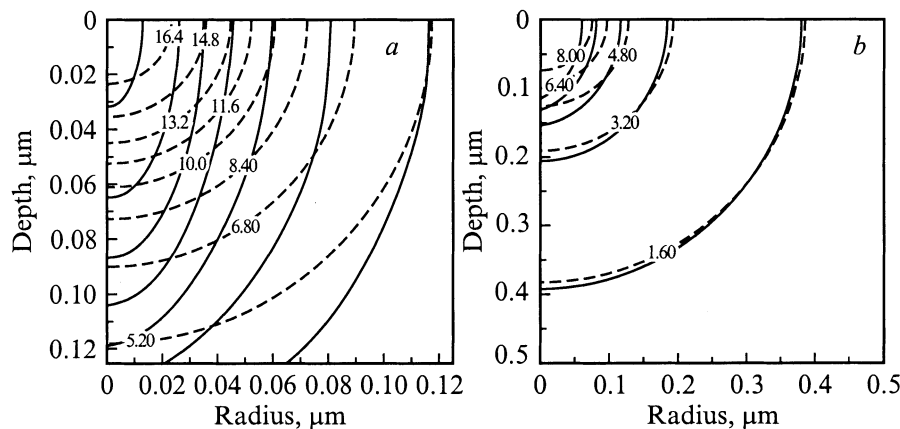


Рис. 4. Сравнение изотерм температурного поля для источников полусферической (штриховая линия) и полуэллиптической (сплошная линия) форм. Величины температур перегрева указаны на изотермах для полусферы и соответствуют величинам на изотермах для полуэллипсоида. Представлена структура поля температуры в области источника (a) и вдали от него (b). Ясно прослеживается выход распределения температурного поля для полуэллиптического источника на значения для полусферического источника (b).

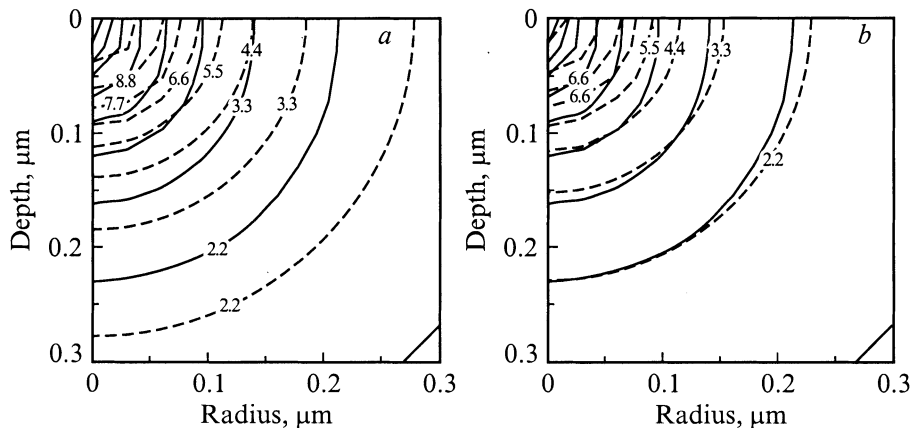


Рис. 5. Сравнение численно найденного температурного поля с температурным полем полусферического источника для $E_0 = 5 \text{ keV}$. *a* — при мощности полусферического источника $P = IE_0 = 0.5 \text{ mW}$ (потери мощности из-за обратного рассеяния электронов не учитываются); *b* — мощность полусферического источника положена равной мощности тепловыделения, найденной интегрированием рассчитанного распределения плотности потерянной энергии.

Тепловая задача решалась методом конечных элементов. Значения максимальной температуры перегрева $T_{\text{max}}^{\text{cal}}$, полученные численным методом, приведены в таблице. Обычно для оценки T_{max} в случае сфокусированного пучка используется формула (4) для полусферического источника с радиусом R , равным полному пробегу электронов R_0 . Плотность генерации тепла q_0 при этом вычисляется как отношение полной мощности P , выделенной в образце, к объему полусферы. Это приводит к

$$T_{\text{max}}^1 = \frac{R^2 q_0}{2k} = \frac{3}{2\pi} \frac{P}{2Rk}, \quad R = R_0. \quad (5)$$

Согласно [16], длина полного пробега R_0 электрона с энергией E_0 в веществе с плотностью $\tilde{\rho}$ имеет вид

$$R_0 = 0.0276AE_0^{1.67} / Z^{0.889} \tilde{\rho}. \quad (6)$$

Здесь E_0 измеряется в keV, A — в g/mol, $\tilde{\rho}$ — в g/cm³, R_0 — в μm, а Z — атомный номер мишени. Определенные таким образом длины пробега, как отмечено в [17], хорошо согласуются с данными, полученными из экспериментов по определению зависимости коэффициента прохождения от толщины пленки.

Для расчета пробега в GaN величина $\tilde{\rho}$ принималась равной 6.0 g/cm³, $A = 41.864 \text{ g/mol}$, $Z = 27$. Используя формулу (6), найдем, что величина a составляет 0.15, 0.48 и 0.95 μm для $E_0 = 5, 10$ и 15 keV соответственно. Результаты оценки температуры T_{max}^1 для этих энергий приведены в таблице. Из сравнения T_{max}^1 , $T_{\text{max}}^{\text{cal}}$ видно, что такой способ оценки занижает значение максимальной температуры перегрева приблизительно вдвое. Это расхождение связано с пикообразной формой распределения тепловых источников, в силу чего полный пробег электронов не может быть выбран в качестве характерного размера области генерации тепла. Считая, что основное

тепловыделение происходит в полусфере меньшего размера, найдем ее радиус из условия совпадения оценки (5) с $T_{\text{max}}^{\text{cal}}$. Вследствие того что отношение $T_{\text{max}}^{\text{cal}} / T_{\text{max}}^1$ слабо зависит от энергии, радиус полусферы можно выбрать в виде

$$R = 0.571R_0. \quad (7)$$

Значения T_{max}^1 , рассчитанные с учетом (7), обозначены как T_{max}^2 и также приведены в таблице. Видно, что такой выбор размера области генерации позволяет оценить максимальную температуру перегрева с ошибкой порядка 3%.

Интересно сравнить рассчитанное температурное поле с распределением (3) для полусферического источника. Изотермы для этого случая приведены на рис. 5, *a*. Сравнение температурных полей для $E_0 = 5 \text{ keV}$ показывает, что максимальные отклонения распределения (3) от рассчитанных значений не превосходят 60%. Значение температуры на больших расстояниях от начала координат для распределения (3) превышает рассчитанные значения приблизительно на 15%. Этот факт связан с тем, что полная мощность, выделенная в образце, принималась равной $P = IE_0 = 0.5 \text{ mW}$, и уменьшение этого значения за счет обратного рассеяния электронов не учитывалось. На рис. 5, *b* мощность полусферического источника положена равной мощности тепловыделения,

Значения максимальной температуры перегрева в GaN, полученные при численном решении задачи ($T_{\text{max}}^{\text{cal}}$), а также рассчитанные по формулам (5), (6) (T_{max}^1) и (5), (7) (T_{max}^2)

T_{max}	E_0		
	5 keV	10 keV	15 keV
$T_{\text{max}}^{\text{cal}}$	10.95	6.52	5.09
T_{max}^1	6.08	3.82	2.90
T_{max}^2	10.67	6.68	5.07

найденной интегрированием рассчитанного распределения плотности потерянной энергии. Видно, что в этом случае температурные поля вдали от источника совпадают. Из рис. 5 следует, что отличие распределения плотности генерации тепла от однородного распределения в полусфере сказывается лишь на расстояниях порядка размера теплового источника, позволяя в то же время достаточно точно оценить максимальную температуру и размер области перегрева.

Результаты, полученные для сфокусированного пучка, не только представляют самостоятельный интерес, но и могут быть использованы для оценки распределения температуры в случае пучка с конечным диаметром. Действительно, в силу линейности задачи температура в этом случае будет определяться формулой, аналогичной (1),

$$T(x, y, z) = \iint T_f(x - x_0, y - y_0, z) I_d(x_0, y_0) dx_0 dy_0,$$

где T_f — распределение температуры, возникающее в образце под действием сфокусированного пучка. Отметим также, что максимальное значение T_f дает оценку сверху для температуры перегрева в случае облучения образца пучком конечного диаметра.

Для пучков конечного диаметра область тепловыделения можно приблизить полуэллипсоидом, характерный размер $2b_d$ которого в поперечном сечении будет

$$2b_d = \sqrt{d^2 + (2b)^2},$$

где $2b$ — характерный поперечный размер источника тепла, генерированного сфокусированным пучком. Отношение полуосей эллипсоида η_d в этом случае определится выражением

$$\eta_d = \sqrt{(d/2a)^2 + \eta^2}.$$

Для оценки максимальной температуры перегрева можно воспользоваться формулой (4) для полусферического источника с радиусом $R = R_d = a\eta_d^{2/3}$ и зависимостью $\tau(\eta_d) = T_{\max}^{\text{el}}/T_{\max}^{\text{sp}}$, приведенной на рис. 3. При диаметрах пучка, существенно превышающих размеры области генерации, можно считать, что $b \approx a \approx R$ и $\eta_d = \sqrt{(d/2R)^2 + 1}$, $R_d = R^{1/3}(d/2)^{2/3}$. Это в свою очередь приводит к следующей формуле для максимальной температуры перегрева:

$$T_{\max} = \tau(\eta_d) \frac{3P}{4\pi R^{1/3}(d/2)^{2/3}k}.$$

Таким образом, в настоящей работе изучено распределение температуры в образце GaN, облучаемом электронным зондом с учетом реальной плотности источников тепла. Распределение источников тепла определялось путем численного моделирования кинетики электронов зонда по методу Монте-Карло. Осуществлено

численное решение тепловой задачи с найденным распределением тепловой генерации. Для выявления влияния формы области тепловой генерации на температурное поле получено аналитическое решение задачи для случая равномерной генерации тепла в полуэллипсоиде. Выполненные исследования позволяют сделать следующие выводы.

Форма области тепловыделения, возникающей в образцах GaN под действием сфокусированного пучка, отличается от полусферы, но этот факт не оказывает значительного влияния на максимальные температуры перегрева и температурное поле. Это влияние может оказаться существенным лишь при значительном различии характерных размеров источника тепла в поперечном и продольном направлениях, что, например, может реализоваться при облучении образца широким пучком электронов небольшой энергии.

Оценка пространственного распределения стационарного температурного поля, возникающего в образце GaN под действием сфокусированного пучка, и максимальной температуры перегрева может быть получена при использовании аппроксимации плотности тепловых источников однородным распределением в полусфере. Выбор полного пробега электронов в качестве характерного размера области генерации приводит к значительной недооценке максимальной температуры перегрева. Уменьшение характерного размера области генерации в соответствии с соотношением (7) обеспечивает 3% точность определения максимальной температуры перегрева в широком диапазоне энергий электронного пучка. Максимальные отклонения распределения температурного поля для полусферического источника от рассчитанных значений не превосходят 60% для $E_0 = 5$ keV. Значение температуры на больших расстояниях от начала координат для полусферического источника превышает рассчитанные значения приблизительно на 15% вследствие пренебрежения обратным рассеянием электронов. Учет реальной мощности источника уменьшает это расхождение до 3%.

Список литературы

- [1] R Castaing. Adv. in Electronics and Electron Physics. Acad. Press, N. Y. (1960). V. 13, P. 317.
- [2] G.S. Almasi, J. Blair, R.E. Ogilvie, R.J. Schwartz. J. Appl. Phys. 36, 6, 1848 (1965).
- [3] C.F. Friskney, C.W. Haworth. J. Appl. Phys. 38, 9, 3796 (1967).
- [4] H. Amano, M. Kito, K. Hiromatsu, I. Akasaki. Jpn. J. Appl. Phys. 28, 12, L2112 (1989).
- [5] С.К. Обыден, Г.А. Перловский, Г.В. Сапарин, С.И. Попов. Изв. АН СССР. Сер. физ. 48, 12, 2374 (1984).
- [6] И.Г. Стоянова, Е.М. Белавцева. Изв. АН СССР. Сер. физ. 23, 6, 754 (1959).
- [7] И.Г. Стоянова, И.В. Анаскин. Физические основы методов просвечивающей электронной микроскопии. Наука, М. (1972).

- [8] В.Н. Королюк, Ю.Г. Лаврентьев. В кн.: Рентгеновский микроанализ с электронным зондом в минералогии. Наука, Л. (1980). С. 7.
- [9] М.Н. Филиппов. Изв. РАН. Сер. физ. **57**, 8, 165 (1993).
- [10] T.E. Everhart, P.H. Hoff. J. Appl. Phys. **42**, 13, 5837 (1971).
- [11] Электронная база данных <http://www.ioffe.rssi.ru/ES>.
- [12] T. Rao-Sahib, D.B. Wittry. J. Appl. Phys. **45**, 11, 5060 (1974).
- [13] H.-J. Fitting, H. Glaefcke, W. Wild. Phys. Stat. Sol. (a) **43**, 1, 185 (1977).
- [14] С.Г. Конников, В.А. Соловьев, В.Е. Уманский, В.М. Чистяков. ФТП **21**, 11, 2028 (1987).
- [15] Н.Н. Лебедев, И.П. Скальская, Я.С. Уфлянд. Сборник задач по математической физике. М. (1955).
- [16] K. Kanaya, S. Okayama. J. Phys. D.: Appl. Phys. **5**, 1, 43 (1972).
- [17] Растровая электронная микроскопия и рентгеновский анализ / Под ред. В.И. Петрова. Мир, М. (1984).