

Возможности GaN/AlN/GaN-структур как пироэлектрических сенсоров высокоинтенсивного лазерного излучения

Е.А.Панютин, М.Л.Шматов

Предложено использование прозрачных Al_2O_3 /GaN/AlN/GaN-структур в качестве пирометрических сенсоров для измерения параметров высокоинтенсивных лазерных импульсов. Проанализированы особенности применения таких сенсоров в установках лазерного термоядерного синтеза. Получены постимпульсные распределения плотности поглощенной энергии для различных параметров обоих GaN-слоев. Проведена минимизация локальных максимумов этих распределений при варьировании отношения концентрации доноров и отношения их толщин при условии инвариантности полной поглощенной энергии. Установлена оптимальная конфигурация структуры с точки зрения уменьшения возможного негативного влияния лазерного воздействия на стабильность пирокоэффициента.

Ключевые слова: лазерный термоядерный синтез, нитрид алюминия, пироэффект.

1. Введение

Среди разнообразных областей применения мощных импульсных лазеров (например, лазерные технологии, зондирование удаленных объектов, лазерно-плазменные ускорители) лазерный подход к проблеме получения управляемой реакции термоядерного синтеза представляется наиболее актуальным. Поэтому исследования и разработки, ориентированные на создание новых средств регистрации параметров лазерных импульсов с учетом специфики задачи, также представляются важными.

Лазерное инициирование термоядерного микровзрыва требует как обеспечения высокой плотности потока энергии излучения, что в настоящее время может быть достигнуто при использовании многоканальных лазерных установок, так и выполнения ряда условий, обеспечивающих эффективную конверсию этой энергии во внутреннюю энергию горючего. Эффективность такой конверсии и, как следствие, эффективность действия лазерной термоядерной мишени в значительной степени зависят от однородности профилей отдельных лазерных пучков, применяемых для ее облучения [1–5]. В первую очередь это относится к сжатию мишеней в схемах прямого инициирования, для которых необходима высокая однородность облучения аблятора [3,4]. Вместе с тем, наличие определенной неоднородности пучка даже полезно для генерации горячих электронов в некоторых предлагаемых вариантах поджига ударной волной (shock ignition) [5], а также для реализации ряда сценариев быстрого поджига [6,7].

Для оптимизации профилей лазерных пучков желательно непосредственное детектирование излучения, что позволяет, в частности, избежать нелинейных искажений при его ослаблении. Это предъявляет особые требования

к базовым материалам сенсоров с точки зрения их термомеханических параметров, допускающих многократную работу сенсора при радиационном разогреве до температуры не менее 1000 °С.

Например, в установке УФЛ-2м (192 канала усиления с апертурой пучков 40 × 40 см и длительностью импульса 3–5 нс) энергия мультимпульса на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм (т.е. до генерации второй гармоники с $\lambda = 0.53$ мкм, непосредственно воздействующей на мишень) составляет 4.6 МДж [8,9]. Соответственно, плотность потока энергии излучения одного канала $q \sim 15$ Дж/см², а интенсивность $I(t)$ достигает ~ 3 ГВт/см², что дает основание для постановки задачи создания сенсоров, обладающих минимально возможным энергопоглощением, т.е. прозрачных для излучения как основной частоты, так и используемой гармоники. Одним из возможных подходов к решению проблемы определения локальных параметров высокоинтенсивных пучков является использование пироэффекта, реализованного в полупроводниковых структурах на основе материалов, имеющих подходящий тип кристаллической решетки, в частности широкозонных III-нитридов, для которых применимы средства и методы микролитографии.

2. Формулировка задачи

Применение пироэффекта для задач лазерной радиометрии известно давно, причем чувствительные сенсорные элементы до последнего времени создавались на основе непрозрачных керамических пироматериалов (см., напр., [10,11] и приведенные в них ссылки). Однако в связи с развитием GaN- и AlN-эпитаксиальных технологий, в том числе HVPE-технологии [12], повышенное внимание стало уделяться исследованию аналогичных эффектов и в этих материалах. Нитрид алюминия является широкозонным (ширина запрещенной зоны $E_g = 5.9$ эВ) полупроводником и, обладая решеткой гексагональной симметрии (структура вюрцита), характеризуется наличием выделенной оси c , что предполагает существование встроенной электрической поляризации, а также ее изменение с изменением температуры решетки, т.е. пироэффекта.

Е.А.Панютин, М.Л.Шматов. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: eugeny.panyutin@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 25 ноября 2018 г., после доработки – 30 июля 2019 г.

Экспериментальное подтверждение наличия пирозфекта в нитриде алюминия [13], а также последующее изучение его характерных особенностей для объемного монокристаллического материала [14, 15] показали, что величина пироотклика в этом случае, как и следовало ожидать, несколько уступает аналогичной величине, характерной для пирозлектриков сегнетоэлектрического типа. Недавно было проведено исследование пирозфекта в эпитаксиальном AlN-слое, выращенном HVPE-методом на электропроводящей SiC-подложке, дополненной металлическими контактами; для возбуждения был задействован лазер с длиной волны $\lambda = 0.98$ мкм и энергией импульса ~ 0.1 Дж. Измерение пиросигнала для такой структуры [16] и последующее вычисление пирозкоэффициента показали, что его значения лежат в диапазоне $(2.5-6) \times 10^{-6}$ Кл·м⁻²·К⁻¹, это примерно на порядок меньше, чем значения пирокоэффициентов для таких сегнетоэлектриков, как LiTaO₃ или TGS, однако для детектирования высокоинтенсивных импульсов данное обстоятельство, очевидно, не имеет определяющего значения.

Более значимой является возможность получения в едином технологическом цикле многослойных GaN/AlN/GaN-структур с нитридом галлия ($E_g = 3.39$ эВ) в виде слоев (толщиной 1–50 мкм) n-типа с концентрацией свободных электронов n_e , непосредственно определяемой концентрацией доноров N_d ($n_e \sim N_d$), хорошо контролируемой в диапазоне $10^{17}-10^{19}$ см⁻³. Такие слои, обладая достаточной, хотя и значительно меньшей по сравнению с AlN прозрачностью для излучения с $\lambda > 0.36$ мкм, и в то же время характеризуюсь высокой электропроводностью (электронная подвижность GaN $\mu_n = 200-1000$ см²·В⁻¹·с⁻¹), могут выполнять роль прозрачных электродов. В связи с этим представляется целесообразным исследование особенностей энергопоглощения и разогрева такой многослойной структуры, а также возможности оптимизации ее конструктивно-технологических параметров с точки зрения снижения ее максимальной локальной температуры.

3. Моделирование и обсуждение результатов

Поскольку основной вклад в поглощение света в электродных GaN-слоях вносит его взаимодействие со свободными носителями, поглощение на указанных длинах волн может быть оценено исходя из классической формулы для коэффициента поглощения α_n на свободных электронах,

$$\alpha_n = G_n \frac{\sigma}{n_{\text{ref}}(\omega\tau_m)^2} \quad (1)$$

($G_n = 377$; σ – удельная проводимость; n_{ref} – коэффициент преломления; ω – частота света; τ_m – время релаксации ансамбля электронов по импульсу [17]), которая может быть представлена в несколько ином, более удобном для дальнейшего использования виде:

$$\alpha_n = G_0(\lambda^2 n_e)/\mu_n, \quad (2)$$

где $G_0 = e^3/(4\pi^2\epsilon_0 c^3 m_n^* n_{\text{ref}})$; e – заряд электрона; ϵ_0 – электрическая постоянная; c – скорость света; m_n^* – эффективная масса электрона в GaN, определяемая через массу свободного электрона m_e ($m_n^* = 0.19 m_e$). Отсюда постоянная G_0 для GaN в системе СГСЭ принимает значение 6.072×10^{-8} (см. также [18]).

Поскольку импульсный разогрев решетки кристалла непосредственно связан с количеством поглощенной световой энергии, то на основании достаточно общей информации, предоставляемой законами поглощения света (достаточно рассмотреть случай пространственных масштабов, превышающих λ), и информации относительно теплофизических параметров материала могут быть получены температурные распределения, что представляет несомненный практический интерес.

Световая энергия, поглощаемая средой по мере прохождения пучком пути z , определяется как $B(z) = A_0 - A(z)$, где A_0 – интенсивность входящего потока; $A(z)$ – значение, соответствующее его уменьшению с увеличением z . Для однородной среды (экспоненциальное затухание) плотности световой энергии имеет вид

$$p(z) = dB(z)/dz \equiv A_0 \alpha_n \exp(-\alpha_n z). \quad (3)$$

В случае адиабатического характера тепловыделения (время воздействия импульса много меньше характерных времен перераспределения тепла и конвективного обмена с воздушной средой) температурный профиль $T(z)$ в ходе воздействия пучка будет сохранять свою форму и по окончании импульса и будет качественно совпадать с распределением плотности поглощенной энергии $p(z)$. В простейшем случае, когда все параметры можно считать независимыми от координаты и температуры, получение такого распределения, сформировавшегося по окончании светового воздействия, сводится к решению уравнения теплового баланса $\Delta T(z) m C_v = A_0 \alpha_n \exp(-\alpha_n z)$, откуда

$$\Delta T(z) = [A_0 \alpha_n / (m C_v)] \exp(-\alpha_n z). \quad (4)$$

Здесь ΔT – изменение температуры за время воздействия импульса; C_v – удельная теплоемкость материала; m – масса объекта. Однако для высокоинтенсивных световых импульсов, очевидно, следует принять во внимание возможность температурной зависимости некоторых параметров, входящих в уравнение баланса. Непосредственно для слоев GaN, которые, как предполагается, будут подвержены наибольшему термовоздействию, это относится и к теплоемкости C_p , и к α_n . Коэффициент поглощения является температурно-зависимым в первую очередь через электронную подвижность μ_n , которая (при $T \geq 250$ К) по причине увеличения вклада рассеяния на оптических фононах возрастает с температурой [19] и в диапазоне 20–500 °С может быть аппроксимирована формулой $\mu_n(T) = \mu_{n0} + \mu_{n1} T$, где $\mu_{n0} = 400$ и $\mu_{n1} = -0.55$. Учитывая, что коэффициент поглощения $\alpha_n(T) \sim \mu_n(T)^{-1}$, после соответствующего разложения $\alpha_n(T)$ в ряд Тейлора, ограничиваясь линейными членами, можно получить $\alpha_n(T) = \alpha_{n0} + \alpha_{n1} T$, где $\alpha_{n0} = G_0(\lambda^2 N_d)/\mu_{n0}$ и $\alpha_{n1} \approx 10^{-2} \alpha_{n0}$.

Что касается теплоемкости C_p , то согласно последним экспериментальным данным [20, 21] она зависит от температуры сложным образом, и аппроксимация ее полиномиальной кривой с сохранением первых членов и последующим преобразованием приводит к выражению (в Дж·г⁻¹·°С⁻¹)

$$C_p(T) \simeq C_{p0} + C_{p1} T,$$

где $C_{p0} = 0.41$ и $C_{p1} = 3.06 \times 10^{-4}$. Используя полученное выражение и учитывая, что теперь $B(z) \equiv B(T(z))$, уравнение теплового баланса для площади 1 см² можно представить в следующем виде:

$$\Delta T(z)\rho d(C_{p0} + C_{p1}\Delta T(z)) = A_0 \exp\{-[\alpha_{n0} + \alpha_{n1}\Delta T(z)]z\} \times \{\alpha_{n0} + \alpha_{n1}[\Delta T(z) + z d\Delta T(z)/dz]\}, \quad (5)$$

где ρ – плотность и d – толщина слоя.

Это уравнение, в свою очередь, является дифференциальным уравнением относительно $d\Delta T/dz$, содержащим малый параметр α_{n1} при производной, т.е. относится к классу сингулярно-возмущенных уравнений, разработка регулярных методов решения которых сопряжена с известными сложностями. Однако для случая малых температурных градиентов в пределах одного слоя (т.е. когда $(dT/dz)z < T$), что соответствует незначительному поглощению, дифференциальное уравнение (5) переходит в функциональное:

$$\Delta T(z)\rho d(C_{p0} + C_{p1}T(z)) = A_0 \exp\{-[\alpha_{n0} + \alpha_{n1}\Delta T(z)]z\}[\alpha_{n0} + \alpha_{n1}\Delta T(z)]. \quad (6)$$

После представления температурного распределения в виде

$$\Delta T(z) = \sum_{k=0} T_k z^k$$

уравнение (6) может быть решено с использованием метода неопределенных коэффициентов. В частности, ограничившись двумя первыми членами разложения относительно констант распределения T_0 и T_1 , имеем систему уравнений

$$T_0^2 + \frac{d\rho C_{p0} - A_0\alpha_{n0}}{d\rho C_{p1}} T_0 + \frac{A_0\alpha_{n0}}{d\rho C_{p1}} = 0, \quad (7)$$

$$T_1^2 + \frac{d\rho C_{p0} - A_0\alpha_{n1}}{d\rho C_{p0}} T_1 + \frac{A_0\alpha_{n1}^2 T_0^2 + \alpha_{n0}^2 + \alpha_{n0}^2}{d\rho C_{p0}} = 0, \quad (8)$$

связывающую эти константы с интенсивностью входящего потока A_0 и параметрами материала, из которой может быть получено значение максимальной (на промежутке $[0, d]$) температуры T_{\max} .

Базовая структура реального сенсора должна содержать по крайней мере четыре оптически разнородных слоя: активный AlN-слой (толщина ~ 10 мкм, $\alpha_{\text{AlN}} \approx 10^{-2} - 10^{-1} \text{ см}^{-1}$ [23]), два проводящих электрода (слой GaN, имеющие толщину 2–50 мкм, удельную проводимость $\sigma > 1.0 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и коэффициент поглощения $\alpha_{\text{GaN}} = 1 - 5 \text{ см}^{-1}$), а также подложку, предопределяющую возможность и характер эпитаксиального роста.

В силу достаточно жестких ограничений, накладываемых на кристаллографические параметры материала подложки при эпитаксиальном росте GaN, а также руководствуясь соображениями коммерческой доступности, в настоящее время можно применять сапфировые или SiC-подложки, однако необходимость высокой прозрачности подложки однозначно предполагает использование Al_2O_3 ($\alpha_{\text{Al}_2\text{O}_3} \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$) [23].

Лейкосапфир и нитрид алюминия в виде монопластин допускают весьма интенсивное лазерное воздействие и обладают согласно экспериментальным данным высоким порогом разрушения ($200 - 400 \text{ ГВт/см}^2$ для импульса длительностью 10 нс при $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ [24]), что более чем на два порядка превышает пиковое значение мощности рассматриваемых в настоящей работе им-

пульсов. Однако для многослойных гетероструктур характерно неравномерное тепловыделение: импульсный разогрев менее прозрачных GaN-слоев может приводить к быстрому повышению их температуры на сотни градусов; при этом разогрев AlN-слоя по окончании импульса приблизительно на порядок меньше. Вследствие этого возможно развитие внутренних (в основном тангенциальных) напряжений, обусловленных не только большими градиентами температуры, но и различием коэффициентов теплового расширения материалов смежных слоев ($\delta_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 7.2 \times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$, $\delta_{\text{GaN}} = 5.7 \times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$, $\delta_{\text{AlN}} = 4.03 \times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$). Эти напряжения могут достигать заметной величины вблизи интерфейсных плоскостей и с учетом повышенной температуры провоцировать генерацию и накопление дислокаций.

Хотя равновесная (технологическая) температура формирования структуры составляет примерно $1050 - 1100 \text{ }^\circ\text{C}$, а ее последующее охлаждение до $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ создает упругие напряжения, это при указанных толщинах слоев не ведет к развитию деструктивных процессов. Тем не менее для сглаживания световых динамических ударов и снижения их негативного влияния на стабильность пирокоэффициента целесообразно рассмотреть и проанализировать возможные пути для снижения таких напряжений, определяемых в основном тепловыделением в нитриде галлия.

В связи с этим, а также учитывая наличие некоторой технологической свободы в отношении толщины эпитаксиальных слоев и уровня легирования GaN, желательным иметь хотя бы оценочное представление относительно оптимальной конфигурации структуры с точки зрения минимизации максимальных значений температуры и ее градиента на границах AlN-слоя при условии инвариантности энергии импульса.

Распределение плотности поглощенной энергии $p(z)$ удобно, вследствие слоистой структуры сенсора, описывать набором параметров p_j – плотностей энергии, поглощенной в j -м слое. При засветке со стороны Al_2O_3 -подложки модель, учитывающая отражения от границ и пренебрегающая рефлексами высших порядков, а также эффектами многолучевой интерференции, в линейном приближении приводит к выражению, описывающему суперпозицию поглощения прямых и отраженных волн:

$$P_j(z) = A_i \alpha_j (1 - R_i) \exp(-\alpha_j z) + A_{i+1} R_{i+1} \exp(\alpha_j (d_j - z)), \quad z_i \leq z < z_{i+1}. \quad (9)$$

Здесь j – номер слоя; i – номер границы (включая границы с воздушной средой); координаты z_i определяются через толщину j -го слоя d_j как $z_{i+1} = z_i + d_j$ (в нашем случае четырехслойной системы $j = 1 - 4$ и $i = 1 - 4$); A_j – входящий световой поток; R_j – коэффициент отражения, который вычисляется из уравнений Френеля и в случае нормального падения имеет вид

$$R_i = (n_{j+1} - n_j) / (n_{j+1} + n_j).$$

В рассматриваемой ситуации значения оптических параметров слоев распределяются следующим образом:

$$\alpha_j \in \{\alpha_{\text{Al}_2\text{O}_3}, \alpha_{\text{GaN}}, \alpha_{\text{AlN}}, \alpha_{\text{GaN}_2}\},$$

$$n_j \in \{n_{\text{Al}_2\text{O}_3}, n_{\text{GaN}}, n_{\text{AlN}}, n_{\text{GaN}_2}, 1\}$$

(значения коэффициентов рефракции: $n_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1.77$, $n_{\text{GaN1}} = n_{\text{GaN2}} = 2.40$, $n_{\text{AlN}} = 2.30$, для воздушной среды $n_{\text{air}} = 1$; кроме того, $\alpha = 0$).

Для нормировочных констант, вычисление которых необходимо для обеспечения непрерывности светового потока, в приближении учета рефлексов малой кратности может быть получено следующее рекуррентное соотношение:

$$A_{i+1} = A_i \exp[-(\alpha_{j+1} - \alpha_j)z_{i+1}] + R_{i+1} A_i \exp[(\alpha_{j+1} - \alpha_j)(d_j - z_{i+1})]. \quad (10)$$

Далее, применяя процедуру, аналогичную использованной при выводе уравнений (7), (8), можно получить температурные распределения $T(z)$ и распределения абсолютной величины градиентов $|\text{grad}T(z)|$, из которых, в свою очередь, найти значения как локальных (в пределах одного слоя) максимумов $T_{\text{max}j}$ и $|\text{grad}T|_{\text{max}j}$, так и глобальных максимумов T_{max} и $|\text{grad}T|_{\text{max}}$.

Поскольку $\min(\alpha_{\text{GaN1}}, \alpha_{\text{GaN2}}) > \max(\alpha_{\text{Al}_2\text{O}_3}, \alpha_{\text{AlN}})$, характер наибольшего тепловыделения будет определяться в основном свойствами слоев GaN. В самом простом случае, когда соотношения между параметрами (толщинами d и концентрациями N_d) обоих слоев намеренно не принимаются во внимание, зависимость температуры T_{max} от усредненного уровня легирования $N_{d \text{ GaN}}$ (здесь $N_{d \text{ GaN}} = (N_{d \text{ GaN1}} N_{d \text{ GaN2}})^{1/2}$) для различных значений A_0 входящего потока приведена на рис.1. Суперлинейный характер этих кривых, доминирующий при невысоких температурах, определяемый, очевидно, снижением подвижности электронов, постепенно сменяется зависимостью, более приближенной к линейной. Предполагается, что это связано с влиянием компенсирующего эффекта зависящей от температуры теплоемкости. На вставке к рисунку представлен типичный вид температурного распределения.

Поскольку эпитаксиальные технологии допускают возможность относительно простого управления не только толщиной GaN-слоев, но также (в указанных выше пределах) и уровнем их легирования, целесообразно рассмотреть возможность более тонкой подстройки формы

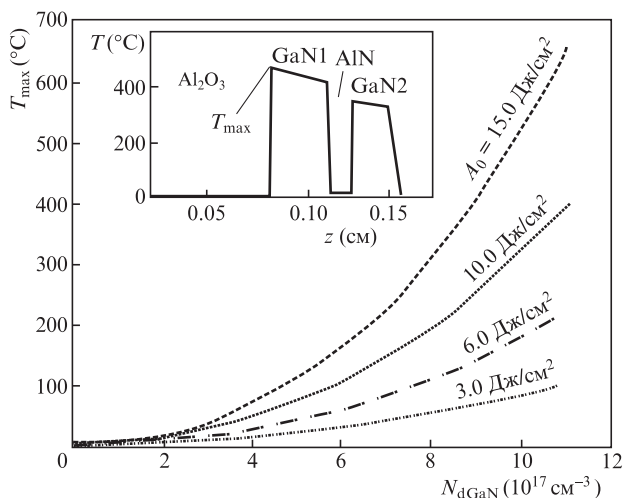


Рис.1. Зависимость температуры в плоскости максимального тепловыделения от уровня легирования GaN-слоев для различных значений плотности энергии входящего потока излучения. На вставке представлено типичное постимпульсное распределение температуры $T(z)$ по толщине четырехслойной структуры.

распределений, направленной на уменьшение T_{max} для одного и того же значения интенсивности A_0 входящего светового потока.

Хотя такая оптимизация ограничивается варьированием свойств только GaN-электродов, общее число допускающих независимое изменение параметров (а именно, $d_{\text{GaN1}}, N_{d \text{ GaN1}}, d_{\text{GaN2}}, N_{d \text{ GaN2}}$) нельзя признать малым. В то же время очевидно, что обоснованная редукция их числа оказывается возможной в результате выделения наиболее значимых направлений в соответствующем 4D-пространстве, что требует введения новой системы параметров. В частности, если эффективная концентрация $N_{d \text{ GaN}}$ дает возможность провести оценку лишь усредненного энергопоглощения, то варьирование коэффициента $K_N = N_{d \text{ GaN1}}/N_{d \text{ GaN2}}$ при обеспечении условия инвариантности $N_{d \text{ GaN}}$ позволяет осуществлять более детальное исследование температурных распределений. Кроме того, руководствуясь соображениями обеспечения разумной длительности технологического процесса, для любой допустимой конфигурации слоев целесообразно наложить условие инвариантности суммарной толщины $d_{\text{GaN}} = d_{\text{GaN1}} + d_{\text{GaN2}}$, что позволяет эффективно описывать изменение геометрии структуры с помощью параметра $K_d = d_{\text{GaN2}}/d_{\text{GaN1}}$.

На основе приведенных рассуждений был построен алгоритм (среда MATLAB) для вычисления соответствующих распределений вдоль пучка плотности поглощенной энергии (распределений температуры), а также их градиентов. Зависимости, представленные на рис.2, полученные для плотности энергии $A_0 \sim 15$ Дж/см² и усредненного уровня легирования $N_{d \text{ GaN}} = 9.73 \times 10^{17}$ см⁻³ (что ограничивает T_{max} значениями 500–600 °C), демонстрируют наличие достаточно резких минимумов. Кривые, отражающие поведение T_{max} и модулей градиентов $|\text{grad}T|_{\text{max}}$ в точках их минимумов по отношению к K_N при варьировании K_d для $d_{\text{GaN}} = 44$ мкм и $A_0 \sim 15$ Дж/см² (рис.3), имеют, напротив, монотонный характер.

Дальнейшая эволюция теплового поля, отвечающая микросекундному и миллисекундному диапазонам, состоит в перераспределении температуры и постепенном разогреве активного пирозлектрического AlN-слоя. В

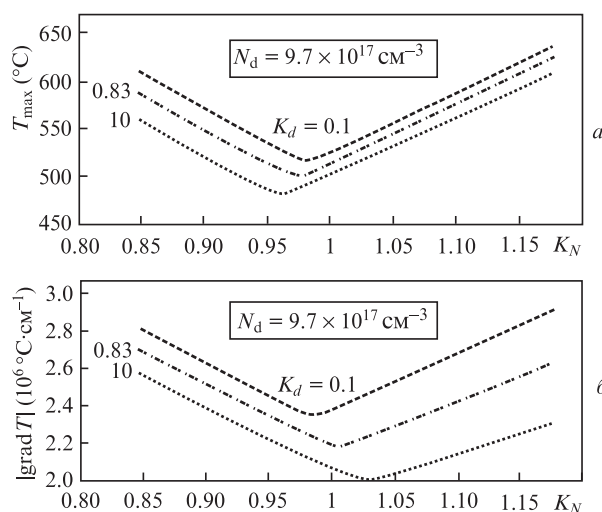


Рис.2. Зависимость локальных максимумов температуры $T(z)_{\text{max}}$ (а) и модуля градиента $|\text{grad}T(z)|_{\text{max}}$ (б) от отношения концентрации доноров $K_N = N_{d \text{ GaN1}}/N_{d \text{ GaN2}}$ GaN-слоев для различных значений K_d . Плотность энергии входящего светового потока ~ 15 Дж/см².

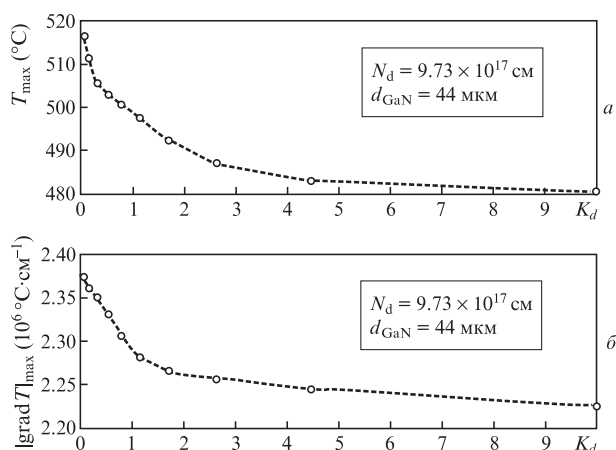


Рис.3. Зависимости минимальных значений (см. рис.2) локальных максимумов температуры T_{\max} (а) и модуля градиента $|\text{grad } T|_{\max}$ (б) от отношения толщин GaN-слоев. Плотность энергии входящего светового потока $\sim 15 \text{ Дж}/\text{см}^2$.

итоге этот разогрев и приводит к появлению на GaN-электродах электрического сигнала. Динамика данного отклика достаточно сложным образом (через зависящий от времени пирокоэффициент) связана с изменением температуры и поглощенной энергии, т.к. зависит, помимо прочего, от теплофизических параметров конкретной структуры, и является предметом самостоятельной области исследований [10, 16]. Однако, если интересоваться только относительными значениями пирокоэффициента (случай исследования поперечной однородности пучка), вопрос об их привязке к особенностям геометрии и теплоотдачи конкретной структуры сенсора перестает быть актуальным.

Поскольку значения пироотклика в AlN-слоях, зафиксированные ранее для импульсов (микровольтовый диапазон) с энергией $\sim 0.1 \text{ Дж}$ при засветке площади $S = 0.2 \text{ см}^2$ и 100%-ном световом поглощении, обеспечивали точность измерения температуры не ниже 0.1 К [13, 16], можно предположить, что аналогичные значения уровня сигнала для потоков с плотностью $10\text{--}15 \text{ Дж}/\text{см}^2$ могут быть реализованы в сенсорах с существенно меньшей площадью активного элемента. Отметим, что возможность использования прозрачных материалов (в частности, SiO_2) для схожих целей обсуждалась и раньше [25]. Однако поскольку для предлагаемых полупроводниковых структур органичным и хорошо обоснованным методом является использование микролитографии, на их базе могут быть разработаны и изготовлены линейки многоэлементных пирометрических сенсоров, длина которых в однокристалльном исполнении лимитируется в основном размерами подложки и в настоящее время может достигать $50\text{--}60 \text{ мм}$.

4. Заключение

Исходя из вышеизложенного, можно заключить, что прозрачные или частично прозрачные эпитаксиальные GaN/AlN/GaN-структуры, получаемые на прозрачных

сапфировых подложках HVPE-методом, предоставляющим возможность осаждения слоев в широком диапазоне толщин, могут быть задействованы для постэпитаксиального формирования моно- или мультиэлементных пирозлектрических сенсоров для регистрации плотности энергии потоков, а также ее распределения по сечению пучка, вплоть до интегральных значений $15 \text{ Дж}/\text{см}^2$ и более. Дополнительным основанием для целесообразности использования этих материалов является их исключительная термостойкость и термостабильность. Однако в отличие от традиционных пиросенсоров, характерной особенностью которых является полное отсутствие спектральной зависимости, рассмотренные сенсорные структуры являются спектрально-зависимыми, что следует принимать во внимание при разработках сенсорных элементов.

- Lindl J. *Phys. Plasmas*, **2**, 3933 (1995).
- Pennington D.M., Henessian M.A., Wilcox R.B., Weiland T.L., Eimerl D. *Inertial Confinement Fusion*, **5** (2), 130 (1995).
- Radha P.B., Hohenberger M., Edgell D.H., et al. *Phys. Plasmas*, **23**, 056305 (2016).
- Peebles J.L., Hu S.X., Theobald W., Goncharov V.N., Whiting N., Celliers P.M., Ali S.J., Duchateau G., Campbell E.M., Boehly T.R., Regan S.P. *Phys. Rev.*, **99**, 063208 (2019).
- Llor Aisa E., Ribeyre X., Duchateau G., Nguyen-bui T., Tichonchuk V.T., Colaïtis A., Betti R., Bose A., Theobald W. *Phys. Plasmas*, **24**, 112711 (2017).
- Shmatov M.L. *Fusion Sci. Technol.*, **43**, 456 (2003).
- Atzeni S., Tabak M. *Plasma Phys. Contr. Fusion*, **47**, B769 (2005).
- Гаранин С.Г. *УФН*, **181**, 435 (2011).
- Гаранин С.Г., Бельков С.А., Бондаренко С.В. www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXIX/R/ru/NL-Garanin.doc.
- Александров С.Е., Гаврилов Г.А., Капралов А.А., Смирнова Е.П., Сотникова Г.Ю., Сотников А.В. *ЖТФ*, **74** (9), 72 (2004).
- Александров С.Е., Гаврилов Г.А., Капралов А.А., Муратиков К.Л., Сотникова Г.Ю. *Письма в ЖТФ*, **43** (23), 77 (2017).
- Бессолов В.Н., Коненкова Е.В., Кукушкин С.А., Николаев В.И., Осипов А.В., Шарофидинов Ш.Ш., Щеглов М.П. *Письма в ЖТФ*, **39** (6), 1 (2013).
- Bukhovski A.D., Kaminski V.V., Shur M.S., Chen Q.C., Khan M.A. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (21), 3254 (1996).
- Шалдин Ю.В., Матиасик С. *ФТП*, **45** (9), 1159 (2011).
- Кукушкин С.А., Осипов А.В., Сергеева О.Н., Киселев Д.А., Богомолов А.А., Солнышкин А.В., Каптелов Е.Ю., Сенкевич С.В., Пронин И.П. *ФТТ*, **58** (5), 937 (2016).
- Гаврилов Г.А., Капралов А.Ф., Муратиков К.Л., Панютин Е.А., Сотников А.В., Сотникова Г.Ю., Шарофидинов Ш.Ш. *Письма в ЖТФ*, **44** (16), 1 (2018).
- Зеегер К., *Физика полупроводников* (М.: Мир, 1977).
- Панков Ж. *Оптические процессы в полупроводниках* (М.: Мир, 1973).
- Saxler A., Look D.C., Elhamri S., Sizelove J., Mitche W.C., Sung C.M., Parc S.S., Lee K.Y. *Appl. Phys. Lett.*, **78** (12), 1873 (2001).
- Leitner J., Strejce A., Sedmidubsky D., Ruzicka K. *Thermochimica Acta*, **401**, 169 (2003).
- Lee S., Kwon S. Y., Nam H. J. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **50**, 11RG02 (2011).
- Бланк Т.Б., Гольдберг Ю.А. *ФТП*, **37** (9), 1025 (2003).
- Лингарт Ю.К., Петров В.А., Тихонова Н.А. *Теплофизика высоких температур*, **20** (5), 872 (1982).
- Горшков Б.Г., Епифанов А.С., Маненков А.А., Панов А.А. *Квантовая электроника*, **6** (11), 2415 (1979) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **9**(11), 1420 (1979)].
- Косоротов В.Ф., Щедрина Л.В. *Квантовая электроника*, **40** (3), 271 (2010) [*Quantum Electron.*, **40** (3), 271 (2010)].