

06

## Влияние степени легирования на температурную бистабильность в кремниевой пластине

© В.В. Овчаров, В.И. Рудаков, В.П. Пригара, А.Л. Куреня

Ярославский филиал Физико-технологического института РАН,  
150007 Ярославль, Россия  
e-mail: ovcharov.vlad@gmail.com

(Поступило в Редакцию 26 июня 2013 г. В окончательной редакции 6 декабря 2013 г.)

Исследовано влияние степени легирования на проявление эффекта температурной бистабильности в кремниевой пластине при радиационном теплообмене пластины с элементами тепловой системы. Построены теоретические передаточные характеристики для кремниевой пластины, легированной донорной и акцепторной примесями. Проведено их сравнение с передаточными характеристиками, полученными при нагреве и охлаждении пластин дырочного (концентрация легирующей примеси  $10^{15}$ ,  $2 \cdot 10^{16}$ ,  $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) и электронного (концентрация примеси  $10^{15}$  и  $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) типов проводимости в термическом реакторе установки быстрого термического отжига. Установлено, что ширина и высота петли гистерезиса уменьшаются с увеличением концентрации легирующей примеси и практически не зависят от типа проводимости кремниевой пластины. Критическое значение концентрации примеси обоих типов составило  $1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . При этой концентрации ширина петли обращается в нуль, а высота соответствует минимальному значению скачка температуры  $\sim 200 \text{ K}$ . Обсужден механизм температурной бистабильности в кремниевой пластине при радиационном теплообмене.

### Введение

Явление температурной и оптической бистабильности при нарастающем поглощении интенсивно изучается в течение последних тридцати лет (см., например, [1,2]) в связи с проблемой обработки оптической информации. Исследуются эффекты, связанные с взаимодействием лазерного излучения и материалов, обладающих нелинейными оптическими характеристиками. Возможность бистабильного поведения материала в процессе радиационного теплообмена с излучателем и поглотителем некогерентного излучения была впервые теоретически показана в работе [3] на примере односторонне полированной пластины инконеля X, обращенного полированной стороной к излучателю. В работе [4] построена теоретическая модель радиационного теплообмена кремниевой пластины в реакторе установки быстрого термического отжига и сделаны оценки параметров теплообмена пластины с элементами термического реактора, при которых в пластине может наблюдаться температурная бистабильность. В экспериментах, выполненных в той же работе, впервые удалось наблюдать температурную и оптическую бистабильности в слаболегированной кремниевой пластине при естественном радиационном теплообмене. При тех же условиях эксперимента температурная и оптическая бистабильности в сильнолегированной пластине не наблюдались. Возникновение температурной бистабильности в слаболегированной кремниевой пластине связано с резким увеличением поглотительной способности слаболегированного кремния с ростом температуры на интервале от 600 до 800 К. По мере увеличения концентрации легирующей примеси увеличивается концентрация свободных носителей заряда в кремнии,

и его свойства начинают приближаться к свойствам металла. Поскольку для чистых металлов нехарактерен температурный скачок поглотительной способности и, как следствие, отсутствует эффект температурной бистабильности, то можно ожидать, что при определенной концентрации примеси эффект температурной бистабильности в кремниевой пластине исчезнет [5]. Настоящая работа посвящена теоретическому анализу влияния концентрации и типа легирующей примеси на проявление эффекта температурной бистабильности в кремниевой пластине при ее радиационном теплообмене с излучателем и поглотителем некогерентного излучения.

### Модель и основные уравнения

При исследовании поведения кремниевой пластины, участвующей в радиационном теплообмене, в настоящей работе предполагается, что она является частью тепловой системы, моделирующей термический реактор установки быстрого термического отжига (БТО) с односторонним нагревом пластины [6,7]. Основными узлами такого реактора являются ламповый блок, водоохлаждаемая рабочая камера, стенки и дно которой поглощают излучение ламп, и нагреваемая кремниевая пластина. Объем рабочей камеры в зависимости от конструкции реактора либо заполнен инертным газом [7], либо в нем поддерживается вакуум [6].

Так же, как и в работе [4], будем моделировать термический реактор тремя бесконечными параллельными пластинами. Верхняя пластина соответствует блоку вольфрамовых галогенных ламп. В настоящей работе предполагается, что она обладает свойствами абсолютно

черного тела (АЧТ). В дальнейшем эту пластину мы будем называть излучателем. Нижняя пластина, моделирующая стенки и дно рабочей камеры термического реактора, обладает оптическими свойствами серого тела. Эту пластину мы будем называть поглотителем. Для упрощения расчетов будем предполагать, что она также обладает свойствами АЧТ. Между этими пластинами находится полупрозрачный экран с оптическими свойствами кремниевой пластины. Оптические свойства такого экрана меняются с температурой. Дополнительный отвод тепла от кремниевой пластины в этой системе может регулироваться либо изменением коэффициента теплообмена, учитывающего конвективный механизм отвода тепла от пластины, либо шириной газового зазора между пластиной и дном термического реактора при кондуктивном теплоотводе.

Уравнение теплового баланса тонкой кремниевой пластины в рабочей камере термического реактора имеет следующий вид [8]:

$$\rho c_v d \frac{\partial T_w}{\partial t} = q_{in} - q_{out} - q_c, \quad (1)$$

где  $q_{in}$  — плотность потока излучения, падающего на верхнюю поверхность пластины,  $q_{out}$  — плотность потока излучения, покидающего нижнюю поверхность пластины,  $q_c$  — конвективный или кондуктивный поток в зависимости от механизма дополнительного отвода тепла от пластины,  $T_w$  — температура пластины,  $d$  — ее толщина,  $\rho$  и  $c_v$  — плотность и теплоемкость кремния при постоянном объеме соответственно. В уравнении (1) предполагается, что температура пластины не зависит от ее продольных (вглубь пластины) и радиальных (параллельных поверхности) координат (приближение бесконечной тонкой пластины).

Как показано в работе [9], каждый из потоков  $q_{in}$  и  $q_{out}$  можно представить в виде суммы двух слагаемых: прямой член  $q_1$  (просвечивающий компонент), учитывающий радиационный теплообмен между излучателем и поглотителем, и косвенный член  $q_2$ , описывающий радиационный теплообмен между излучателем и поглотителем, в котором пластина выступает как посредник. Просвечивающий компонент имеет одно и то же значение как для  $q_{in}$ , так и для  $q_{out}$ . Таким образом, часть излучения, прошедшего через пластину, не оказывает влияния на ее температуру и может не учитываться в балансе тепла, подводимого и отводимого от пластины.

Выражения для потоков  $q_{in}$  и  $q_{out}$  в работе [9] получены для полупрозрачной серой пластины. Используя подход, предложенный в работе [8], их легко можно обобщить для несерой пластины, полагая, что полученные в [9] выражения справедливы для спектральных величин. В случае когда излучатель и поглотитель обладают свойствами АЧТ, выражения для косвенных

членов  $q_{in2}$  и  $q_{out2}$  приобретают особенно простой вид

$$q_{in2}(\lambda, T_w) = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda w} [e_{\lambda b}(\lambda, T_r) - e_{\lambda b}(\lambda, T_w)] d\lambda, \quad (2)$$

$$q_{out2} = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda w}(\lambda, T_w) [e_{\lambda b}(\lambda, T_w) - e_{\lambda b}(\lambda, T_a)] d\lambda, \quad (3)$$

где  $e_{\lambda b}(\lambda, T_w) = 2\pi C_1 / \{\lambda^5 [\exp(C_2/\lambda T) - 1]\}$  — спектральная функция распределения поверхностной плотности излучения Планка,  $C_1 = hc^2$ ,  $C_2 = hc/k$ ,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света в вакууме,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\varepsilon_{\lambda w}(\lambda, T_w)$  — спектральная излучательная способность пластины.

Введем в рассмотрение дополнительный способ отвода тепла от пластины, который в зависимости от конструктивных особенностей реактора будем описывать как конвективный

$$q_{conv} = H(T_w - T_0) \quad (4)$$

при охлаждении пластины газовым потоком, либо как кондуктивный

$$q_{cond} = (\alpha/b)(T_w - T_a) \quad (5)$$

при охлаждении пластины теплопроводностью через неподвижный слой газа между пластиной и дном термического реактора.

Здесь  $H$  — коэффициент теплоотдачи пластины с обтекающим ее газом,  $\alpha$  — коэффициент теплопроводности газа,  $T_0$  — его температура,  $T_a$  — температура поглотителя,  $b$  — толщина газового зазора.

Будем предполагать, что температура газового потока определяется как среднее арифметическое температуры кремниевой пластины и температуры стенок реактора:  $T_0 = 0.5(T_w + T_a)$ . Тогда для характеристики конвективного и кондуктивного теплоотводов можно ввести единый параметр — эффективный коэффициент теплообмена  $H_{eff}$ . В случае конвективного теплоотвода  $H_{eff} = H$ , в случае кондуктивного, как видно из соотношений (4), (5) и связи между  $T_0$  и  $T_a$ ,  $H_{eff} = 2\alpha/b$ .

Так как  $q_{in} - q_{out} = q_{in2} - q_{out2}$ , то в стационарном случае уравнение теплового баланса имеет вид

$$q_{in2} = q_{out2} + q_c \quad (6)$$

( $q_c$  — в зависимости от способа дополнительного отвода тепла от пластины — либо конвективный, либо кондуктивный поток) и, как видно из соотношений (1)–(6), температура кремниевой пластины  $T_w$  определяется температурой излучателя  $T_r$ , поглотителя  $T_a$ , эффективным коэффициентом теплообмена  $H_{eff}$  и температурой газа  $T_0$ .

### Расчет параметров петли гистерезиса

Теоретически оценить влияние степени легирования на бистабильное поведение кремниевой пластины можно, записав потоки  $q_{in2}$  и  $q_{out2}$ , определяемые выражениями (2), (3), в приближении серого тела:

$$q_{in2} = \varepsilon_w(T_w)(T_r^4 - T_w^4), \tag{7}$$

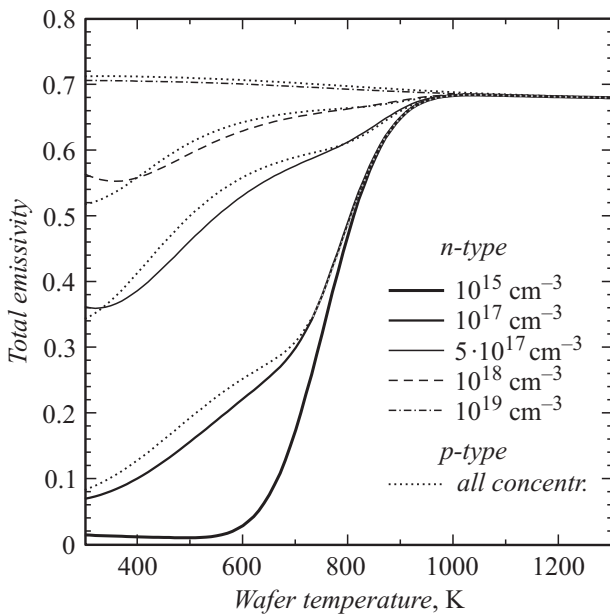
$$q_{out2} = \varepsilon_w(T_w)(T_w^4 - T_a^4), \tag{8}$$

где

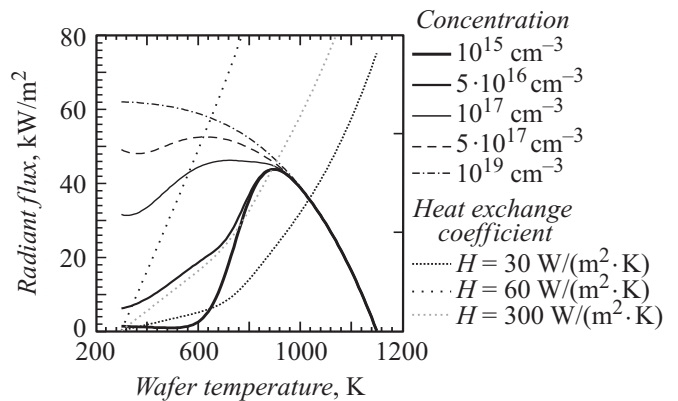
$$\varepsilon_w(T_w) = \frac{1}{\sigma T_w^4} \int_0^1 \int_0^\infty \varepsilon_{\lambda w}(\lambda, T_w) e_{\lambda b}(\lambda, T_w) d\lambda \tag{9}$$

— полусферическая интегральная излучательная способность пластины [8].

На рис. 1 приведены интегральные излучательные способности кремниевой пластины для различной концентрации и типа легирующей примеси, полученные численным моделированием с помощью программы Rad-Pro [10]. Программа Rad-Pro является надежным и получившим широкое признание инструментом для расчета спектральной и температурной зависимостей радиационных свойств кремниевой пластины с различной степенью легирования и многослойных структур



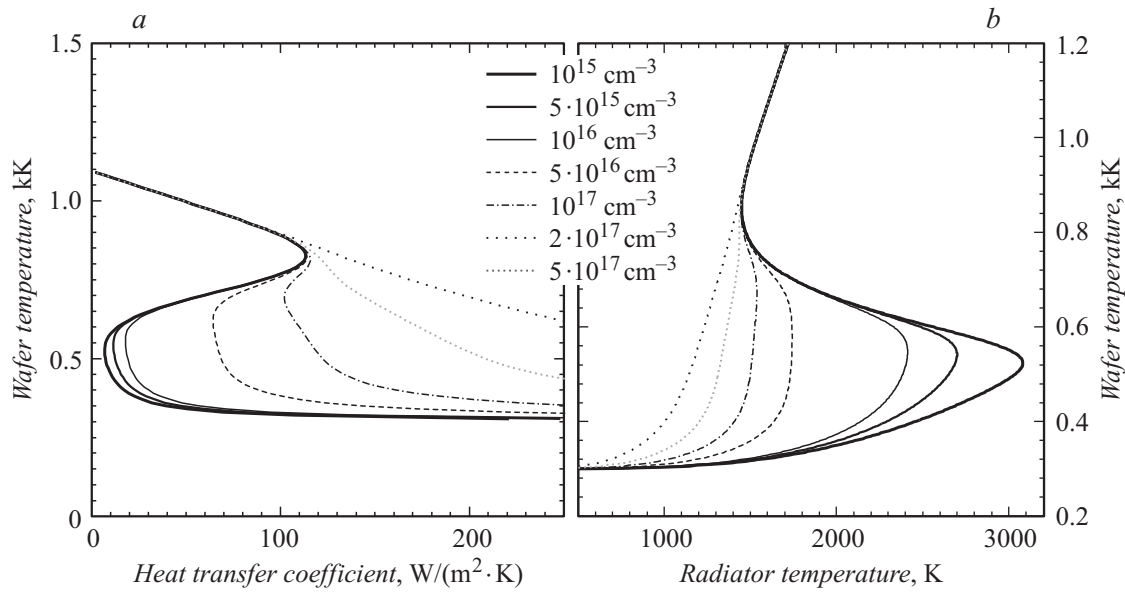
**Рис. 1.** Влияние концентрации легирующей примеси на интегральную излучательную характеристику  $\varepsilon_w(T_w)$  кремниевой пластины. На рисунке представлены два семейства кривых, соответствующих донорной и акцепторной примесям. Каждой концентрации соответствуют две рядом расположенные кривые из различных семейств. Кривые для акцепторной примеси (изображены точками) лежат выше кривых для донорной примеси (изображены сплошными линиями различной толщины, а также пунктирной и штрихпунктирной линиями) практически во всем диапазоне низких и промежуточных температур кремниевой пластины.



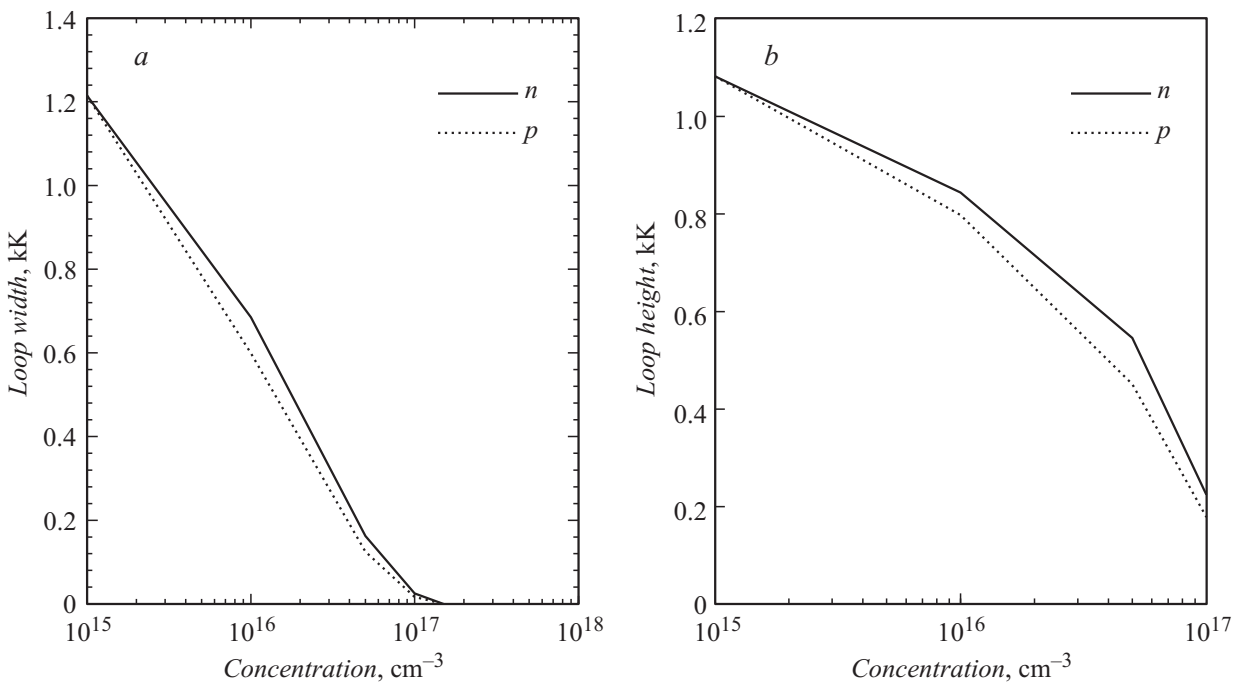
**Рис. 2.** Графическое решение уравнения (6) для кремниевой пластины с различной концентрацией легирующей донорной примеси и разных значений коэффициента теплообмена  $H_{эф}$ . Семейство кривых теплоподвода  $q_{in2}$ , соответствующих различной концентрации легирующей примеси, обладают характерным горбом, который по мере роста концентрации сглаживается и сдвигается влево. Семейство кривых теплоотвода  $q_{out2}$ , соответствующих различным значениям эффективного коэффициента теплообмена, представлено монотонно возрастающими функциями, графики которых имеют общее начало в точке с координатами (300; 0).

на ее основе, включая слои  $SiO_2$ ,  $Si_3N_4$  и поликристаллического кремния [11–14]. Как видно из рисунка, кривые, соответствующие разным типам легирующей примеси, практически сливаются на границах рассматриваемого диапазона концентраций ( $10^{15} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) для слаболегированной ( $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) и сильнолегированной ( $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) пластин. Излучательные характеристики для значений концентраций, соответствующих промежуточной степени легирования, показывают, что по мере увеличения концентрации примеси крутизна характеристик для пластин обоих типов уменьшается. При максимальном значении концентрации  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  излучательная характеристика пластины становится практически постоянной на всем рассматриваемом температурном диапазоне и соответствует значению 0,7, характерному для пластин собственного кремния при высоких температурах.

На рис. 2 представлено графическое решение уравнения теплового баланса (6) для пластин  $n$ -типа с различной концентрацией  $C$  легирующей примеси. Семейства кривых теплоподвода  $q_{in2}$  и теплоотвода  $q_{out2}$  построены для одной и той же температуры излучателя  $T_r = 1150 \text{ K}$ . При низких уровнях легирования кривые теплоподвода имеют характерный горб, который по мере увеличения концентрации примеси постепенно сглаживается и одновременно сдвигается влево. При высоких уровнях легирования кривые теплоподвода принимают вид, характерный для серого тела с не зависящей от температуры излучательной способностью. Это плавно убывающая кривая с максимумом при температуре  $T_w = T_a = 300 \text{ K}$ . Каждая из семейства кривых теплоотвода представляет собой сумму линейной функции, опи-



**Рис. 3.** Передаточные характеристики кремниевой пластины  $T_w(H_{\text{eff}})$  при  $T_r = 1150$  К (а) и  $T_w(T_r)$  при  $H_{\text{eff}} = 200$   $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$  (б), соответствующие различной концентрации легирующей донорной примеси.

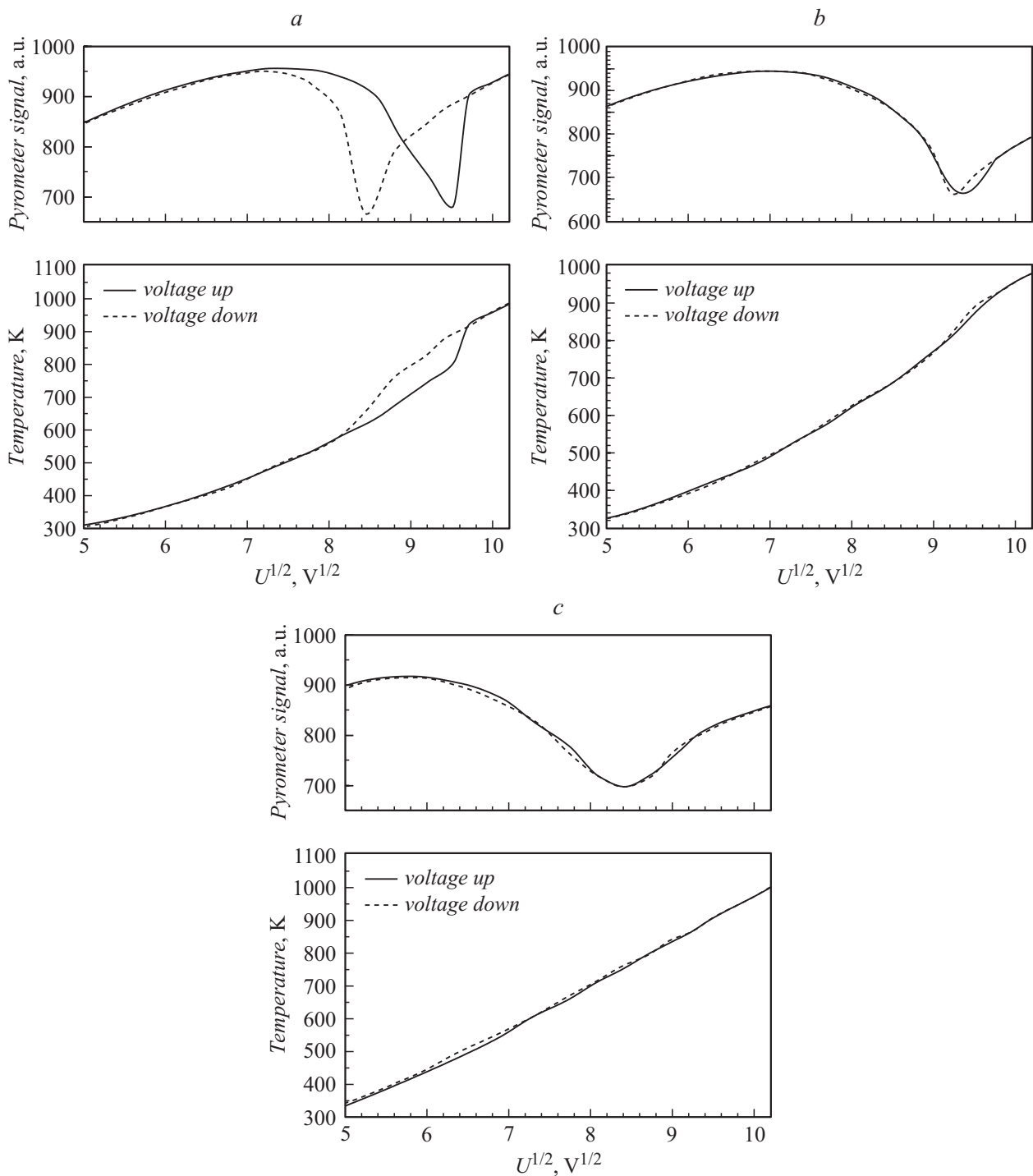


**Рис. 4.** Зависимость ширины (а) и высоты (б) петли гистерезиса от концентрации легирующей примеси обоих типов при значении коэффициента теплообмена  $H_{\text{eff}} = 80$   $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ .

связующей конвективный теплоотвод, и функции, описывающей теплоотвод излучением. Бистабильным решениям соответствует три точки пересечения этих кривых. Как видно из рисунка, параметры тепловой системы, при которых еще может наблюдаться бистабильность, имеют значения  $H \approx 100$   $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$  и  $C \approx 10^{17}$   $\text{cm}^{-3}$ .

В качестве управляющих параметров тепловой системы, описываемой уравнением (6), могут выступать как температура нагревателя  $T_r$ , так и эффективный

коэффициент теплообмена  $H$ . Варьируя один из этих параметров и фиксируя другой, можно получить два семейства передаточных характеристик  $T_w(H)$  и  $T_w(T_r)$ . На рис. 3, а построено семейство передаточных характеристик системы  $T_w(H)$  при температуре излучателя  $T_r = 1150$  К и разных значениях концентрации легирующей примеси. Передаточные характеристики в этом случае представляют собой инвертированные S-образные кривые. Участки кривых с положительным наклоном со-

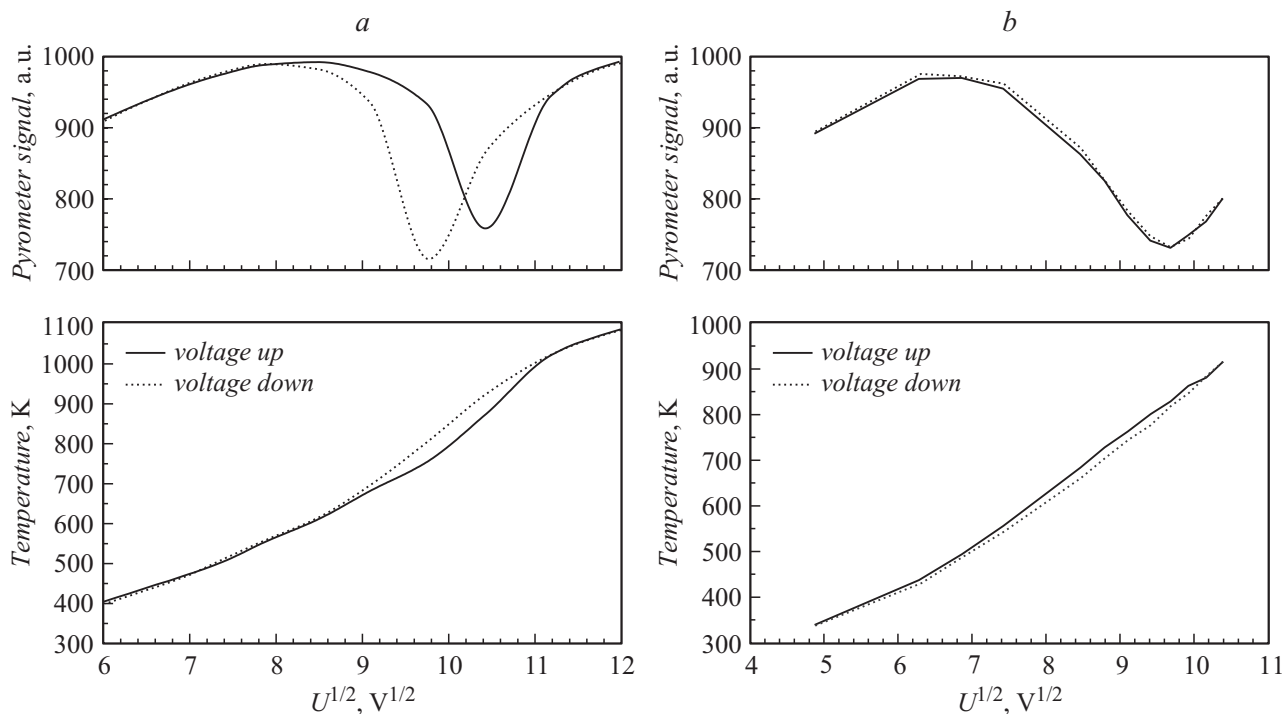


**Рис. 5.** Зависимость показаний пирометра (верхняя часть рисунка) и термопары (нижняя часть) от корня квадратного из действующего значения напряжения  $\sqrt{U}$  на ламповом блоке для пластин донорного типа проводимости КДБ-12 (a), КДБ-1 (b) и КДБ-0.1 (c) ( $\sqrt{U}$  пропорционален температуре нагревателя  $T_r$  в тепловой системе, моделирующей термический реактор установки БТО).

ответствуют неустойчивым решениям уравнения теплового баланса (6). На этих участках тепловая система обладает гистерезисом. По мере увеличения концентрации примеси диапазон температур, в которых передаточные характеристики имеют положительный наклон, уменьшается. Исчезновению температурной бистабильности

в пластине соответствует такое значение концентрации примеси, при котором исчезает участок передаточной характеристики с положительным наклоном.

На рис. 3, b построено семейство передаточных характеристик  $T_w(T_r)$  при фиксированном коэффициенте теплообмена  $H = 200 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  и меняющихся значени-



**Рис. 6.** Зависимость показаний пирометра (верхняя часть рисунка) и термопары (нижняя часть) от корня квадратного из действующего значения напряжения  $\sqrt{U}$  на ламповом блоке для пластин электронного типа проводимости КЭФ-4.5 (а) и КЭС-0.01 (б).

ях концентрации легирующей примеси. Как видно из рисунка, критическое значение  $C$  в этом случае лежит между  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  и  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

Количественно степень проявления эффекта бистабильности в пластине можно охарактеризовать шириной и высотой петли гистерезиса. На рис. 4 показана зависимость ширины и высоты петли гистерезиса от концентрации легирующей примеси обоих типов при значении эффективного коэффициента теплообмена  $H = 80 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ . Как видно из рисунка, высота и ширина петли гистерезиса монотонно убывают с ростом концентрации. При критической концентрации  $1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ширина петли обращается в нуль для примесей обоих типов, а высота при заданных параметрах тепловой системы соответствует минимальному значению скачка температуры кремниевой пластины  $\sim 200 \text{ K}$ .

## Экспериментальные результаты

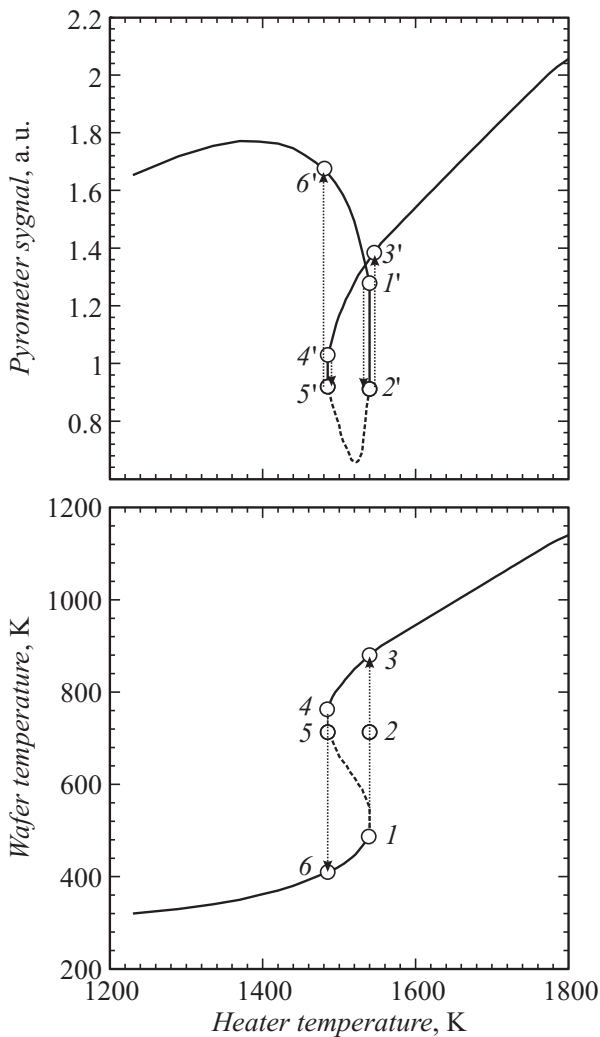
Для проведения эксперимента использовалась установка термоградиентной обработки пластин [7]. Установка предназначена для единичного термоградиентного отжига полупроводниковых пластин излучением кварцевых галогеновых ламп накаливания, максимум излучения которых в рабочем режиме приходится на диапазон длин волн  $0.75\text{--}1.1 \mu\text{m}$ . Подвод тепла к пластине осуществляется излучением и конвекцией (последней в силу незначительности можно пренебречь), а отвод — излучением и теплопроводностью через газовый зазор

между пластиной и водоохлаждаемым пьедесталом. Ширина газового зазора  $b$  между пластиной и пьедесталом может регулироваться, что эквивалентно изменению эффективного коэффициента теплообмена в соответствии с соотношением  $H_{\text{eff}} = 2\alpha/b$ .

Экспериментальная проверка результатов расчета была проведена для пластин донорного типа проводимости, легированных бором, с удельным сопротивлением 12, 1 и  $0.1 \Omega \cdot \text{cm}$  (КДБ-12, КДБ-1, КДБ-0.1) и пластин электронного типа проводимости, легированных фосфором и сурьмой, с удельным сопротивлением 4.5 и  $0.01 \Omega \cdot \text{cm}$  (КЭФ-4.5 и КЭС-0.01) соответственно. Все пластины были двусторонне полированы, а ширина газового зазора между пластиной и пьедесталом во всех экспериментах имела одно и то же значение  $b = 0.2 \text{ mm}$ . Температура пластин определялась с помощью термопары, установленной на лицевой поверхности пластин, а их оптические свойства контролировались пирометром М680 по методике, изложенной в работе [4].

Результаты экспериментов представлены на рис. 5 для пластин КДБ и рис. 6 для пластин КЭФ-4.5 и КЭС-0.01. На рисунках показаны зависимости сигнала пирометра (верхняя часть рисунков) и термопары (нижняя часть) от корня квадратного из действующего значения напряжения  $\sqrt{U}$  на ламповом блоке. Величина  $\sqrt{U}$  пропорциональна температуре нагревателя, используемого в качестве одного из управляющих параметров в теоретической модели. Такой выбор экспериментального управляющего параметра позволяет проводить сравнение экспериментальных  $T_w(\sqrt{U})$  и теоретических  $T_w(T_r)$  пере-





**Рис. 7.** Фрагменты теоретических передаточных характеристик, описывающих зависимость сигнала пирометра  $q_{\text{pyr}}$  (верхняя кривая) и температуры пластины  $T_w$  (нижняя кривая) от температуры нагревателя  $T_r$ . Передаточная характеристика  $q_{\text{pyr}}(T_r)$  имеет петлеобразную, а соответствующая ей передаточная характеристика  $T_w(T_r)$  — S-образную форму. Нижняя часть пирометрической кривой  $q_{\text{pyr}}(T_r)$  между точками  $5'$  и  $2'$  и средняя часть температурной кривой  $T_w(T_r)$  между точками  $1$  и  $4$  (пунктирные ветви) описывают неустойчивое поведение пластины, которое не реализуется в эксперименте.

даточных характеристик. Эффект температурной бистабильности на передаточных характеристиках проявляется как петля гистерезиса, параметры которой (ширина и высота) зависят от концентрации легирующей примеси. Как и ожидалось, параметры петли гистерезиса на экспериментальных характеристиках уменьшаются с увеличением степени легирования пластины вне зависимости от типа легирующей примеси. Это видно как по кривым зависимости показаний термопары  $T_w(\sqrt{U})$ , так и по аналогичной зависимости сигнала пирометра  $q_{\text{pyr}}(\sqrt{U})$ . Особенности на этих передаточных характеристиках в районе петли гистерезиса наблюдаются при одних и тех

же значениях напряжения. Это связано с тем, что между температурой кремниевой пластины при радиационном теплообмене и ее оптическими свойствами существует тесная связь. Рис. 7 иллюстрирует соответствие температуры пластины и сигнала пирометра. Кривые построены для тепловой системы, моделирующей термический реактор. В качестве управляющего параметра выбрана температура нагревателя  $T_r$ . Бистабильный режим обеспечивается значением эффективного коэффициента теплообмена  $H_{\text{eff}} = 50 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ . Скачку температуры пластины при переходе с нижней ветви передаточной характеристики  $T_w(T_r)$  ( $1$ , нижний рисунок) на верхнюю ( $3$ ) соответствует вначале резкое уменьшение сигнала пирометра (переход из  $1'$  в  $2'$ , верхний рисунок) с последующим резким возрастанием ( $3'$ ). В результате на пирометрической кривой в точке  $2'$  формируется минимум, которому соответствует точка  $2$  на температурной характеристике  $T_w(T_r)$ . Аналогично при температурном скачке с верхней ветви передаточной характеристики  $T_w(T_r)$  ( $4$ ) на нижнюю ( $6$ ) показания пирометра вначале резко падают (переход из  $4'$  в  $5'$ ), а затем скачкообразно возрастают ( $6'$ ). При этом на пирометрической кривой формируется второй минимум в точке  $5'$ , которому соответствует точка  $5$  на температурной характеристике.

Поскольку при решении уравнения теплового баланса ( $6$ ) рассматриваются только пространственно однородные решения, то предполагается, что переключение пластины из одного температурного состояния в другое происходит сразу во всех ее точках. Как следствие в области неустойчивых решений (пунктирные ветви на передаточных характеристиках) переходам с одной ветви передаточной характеристики на другую соответствуют вертикальные отрезки  $1-2-3$  ( $1'-2'-3'$ ) и  $4-5-6$  ( $4'-5'-6'$ ), формирующие прямые петли гистерезиса. В реальных термических процессах распределение температуры в пластине неоднородно, что приводит к сложной динамике пространственного переключения [2]. При этом процесс переключения может зависеть как от шага, с которым меняется напряжение  $U$  на ламповом блоке, так и условий теплообмена пластины с элементами термического реактора, определяющих распределение температуры вдоль поверхности пластины. Это могут быть как контролируемые параметры (диаметр отверстия под пирометр в водоохлаждаемом пьедестале, радиальный градиент температуры, связанный с собственным излучением боковой поверхности пластины), так и неконтролируемые (флуктуации напряжения на группах ламп в ламповом блоке, не параллельность пластины по отношению к пьедесталу). Эти факторы могут приводить к затягиванию процесса переключения пластины, что приводит к формированию наклонной петли гистерезиса на температурной передаточной характеристике  $T_w(T_r)$ . На пирометрической кривой вертикальные отрезки  $1'-2'-3'$  и  $4'-5'-6'$  также преобразуются в наклонные, формирующие ветви минимума пирометрического сигнала (рис. 5, 6). При этом в области минимумов наблюдается развертка показаний пирометра вдоль оси управляющего параметра  $\sqrt{U}$ .

Сигнал пирометра определяется соотношением прошедшего и собственного излучений пластины в спектральном интервале его чувствительности от 0.78 до 1.1  $\mu\text{m}$ . Минимумы на экспериментальных пирометрических кривых соответствуют таким значениям напряжения на ламповом блоке, при которых прошедшая и собственная составляющие излучения в этом спектральном интервале достигают одинаковой величины. Эти значения напряжений лежат внутри интервала бистабильности пластины, и их разность не превышает ширины петли гистерезиса. Поэтому совпадение минимумов на пирометрических кривых означает отсутствие бистабильности в пластине. Такая ситуация в условиях нашего эксперимента наблюдается для сильнолегированных пластин КЭС-0.01 и КДБ-0.1 (концентрация легирующей примеси  $C = 8 \cdot 10^{18}$  и  $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  соответственно). Для пластины КДБ-1 с промежуточной степенью легирования ( $C = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) наблюдается разделение минимумов пирометрических кривых, свидетельствующее о наличии гистерезиса и бистабильности в пластине. Для слаболегированных пластин КЭФ-4.5 и КДБ-12 ( $C \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  для обеих пластин) гистерезис имеет явно выраженный характер, характеризующийся большим расстоянием между минимумами пирометрических кривых. Таким образом, наблюдается качественное соответствие между теоретическими расчетами и результатами экспериментов по исследованию зависимости проявления эффекта бистабильности от степени легирования кремниевой пластины.

## Механизм бистабильности

Как показано в предыдущем разделе, ширина и высота петли гистерезиса при изменении одного из управляющих параметров бистабильной системы определяются крутизной интегральной излучательной способности кремниевой пластины. С увеличением концентрации легирующей примеси крутизна излучательной характеристики пластины быстро уменьшается (рис. 1). Чтобы связать этот факт с уменьшением параметров петли гистерезиса, проведем качественное рассмотрение механизма запуска и срыва температурной неустойчивости в пластине. Вначале рассмотрим, как реализуется этот механизм для слаболегированной пластины, следуя работе [15]. В этой работе рассмотрен тепловой баланс полупроводниковой пластины собственного типа проводимости при ее нагреве лазерным лучом с энергией кванта меньше ширины запрещенной зоны и конвективным отводом тепла в окружающую среду. При этих условиях разогрев пластины осуществляется за счет поглощения излучения на свободных носителях заряда с последующей передачей их избыточной энергии кристаллической решетке. Разогрев решетки приводит к увеличению концентрации свободных носителей заряда при переходах электронов из валентной зоны в зону проводимости и последующему увеличению коэффициента

поглощения лазерного излучения

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT_w}\right), \quad (10)$$

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны, зависимостью коэффициента  $\alpha_0$  от температуры на фоне экспоненциальной зависимости в (10) обычно пренебрегают.

На рис. 7 этой стадии разогрева пластины соответствует движение изображающей точки по нижней ветви петли гистерезиса вплоть до точки 1 на температурной кривой и движение по левой ветви петли гистерезиса до точки 1' на пирометрической кривой.

Начиная с некоторого значения температуры, процесс приобретает лавинообразный характер, и в пластине наступает тепловой пробой (скачок температура 1–2–3 на нижней температурной кривой рис. 7 и скачок показаний пирометра 1'–2'–3' на верхней пирометрической кривой), т.е. между температурой пластины и ее поглощательной способностью

$$A = \frac{(1-R)[1 - \exp(-ad)]}{1 - R \exp(-ad)} \quad (11)$$

устанавливается положительная внутренняя обратная связь. Здесь  $R$  — отражательная способность поверхностей пластины.

Развитие теплового пробоя ограничивается предельным значением поглощательной способности пластины

$$A \approx 1 - R, \quad (12)$$

которая достигается при высоких значениях коэффициента поглощения ( $ad \gg 12$ ). При этих условиях положительная обратная связь между температурой пластины и ее поглощательной способностью разрывается (точки 3 и 3' на рис. 7), и дальнейший разогрев пластины становится контролируемым. Такому контролируемому нагреву пластины соответствует движение изображающей точки по верхней (пирометрической) и правой (температурной) кривыми соответственно.

При охлаждении пластины процесс развивается в обратном направлении. Начальной стадии охлаждения соответствует контролируемое обратное движение изображающей точки по верхней (пирометрической) и правой (температурной) ветвям управляющей характеристики до точек 4 и 4'. Начиная с некоторого критического значения температуры процесс охлаждения приобретает лавинообразный характер вплоть до температур, при которых пластина становится практически прозрачной (переходы 4–5–6 и 4'–5'–6' на нижней и верхней частях рис. 7). При таких температурах концентрация свободных носителей заряда становится настолько малой, что поглощением на свободных носителях можно пренебречь по сравнению с поглощением кристаллической решетки, которое сравнительно слабо зависит от температуры (см., например, [10,16]). Этому этапу охлаждения соответствует плавное движение изображающих



точек по нижней и левой ветвям температурной и пирометрической кривых. Температуры начала теплового пробоя и начала неконтролируемого охлаждения пластины не совпадают, в результате чего на передаточной характеристике формируется петля гистерезиса.

Бистабильность в слаболегированной кремниевой пластине при радиационном теплообмене реализуется по той же схеме, но имеются и определенные отличия. Главное отличие состоит в том, что спектр излучения, падающего на пластину, является непрерывным и его максимум по мере увеличения температуры нагревателя смещается в коротковолновую область. При увеличении температуры нагревателя от 300 до 1500 К длина волны излучения, соответствующая максимуму функции Планка, смещается от значения  $10\ \mu\text{m}$  до значения  $2\ \mu\text{m}$ . Соответственно в процессе нагрева и охлаждения пластины меняется относительный вклад различных механизмов поглощения падающего излучения. Чем выше температура нагревателя, тем больше доля излучения, поглощаемая при межзонных переходах. Поэтому при той же мощности излучения можно ожидать более эффективного нагрева пластины, чем при ее нагреве лазерным излучением на длине волны  $10.6\ \mu\text{m}$ , обсуждаемом в работе [15].

Легирование пластины увеличивает концентрацию свободных носителей заряда по сравнению с концентрацией свободных носителей в собственном полупроводнике при той же температуре. Увеличение концентрации свободных носителей увеличивает коэффициент поглощения, а с ним поглощательную и излучательную способности пластины. Как следствие, низкотемпературная ветвь интегральной излучательной характеристики начинает подниматься (рис. 1), а крутизна излучательной характеристики уменьшаться. Уменьшение крутизны излучательной характеристики приводит к уменьшению петли гистерезиса на передаточной характеристике вплоть до ее полного исчезновения при высоких концентрациях легирующей примеси (рис. 5,  $a \rightarrow b \rightarrow c$  и рис. 6,  $a \rightarrow b$ ). В определенном смысле легирование пластины соответствует подогреву пластины собственного кремния и сдвигу интегральной излучательной характеристики вдоль оси температур в сторону ее низких значений. Можно поэтому ожидать, что уменьшение температуры  $T_a$ , которое также смещает точку пересечения прямой конвективно-кондуктивного теплообмена в сторону низких температур, будет увеличивать возможности проявления эффекта бистабильности для легированных пластин.

## Заключение

Предложена теоретическая модель бистабильного поведения кремниевой пластины при ее радиационном теплообмене с элементами тепловой системы, моделирующей термический реактор установки БТО. На основе численного решения уравнения теплового баланса проведены расчеты параметров петли гистерезиса на

передаточных характеристиках пластины в зависимости от концентрации и типа легирующей примеси. Показано, что ширина и высота петли гистерезиса уменьшаются с увеличением концентрации примеси независимо от ее типа. Теоретическое значение критической концентрации, при которой ширина петли обращается в нуль и наблюдается исчезновение эффекта бистабильности, составило величину  $\sim 1.4 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$  для пластин обоих типов легирования. В соответствии с расчетами в области концентраций легирующей примеси ниже критической расчетная ширина и высота петли гистерезиса для пластины с донорной примесью выше, чем с акцепторной. Для проверки теоретических результатов проведено экспериментальное исследование эффекта бистабильности для кремниевых пластин, легированных акцепторной (КДБ-12,  $-1$  и  $-0.1$ ) и донорной (КЭФ-4.5 и КЭС-0.01) примесями с различным уровнем легирования. Получено качественное соответствие экспериментальных данных и теоретических расчетов. Бистабильность не наблюдалась в пластинах КЭС-0.01 и КДБ-0.1 с концентрацией легирующей примеси выше расчетного критического значения  $2 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ . Развитое проявление эффекта бистабильности наблюдалось для слаболегированных пластин КДБ-12 и КЭФ-4.5 с практически одинаковой концентрацией легирующей примеси  $10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ . Бистабильность также наблюдалась для пластины КДБ-1 с промежуточным уровнем легирования  $2 \cdot 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ , величина которого на порядок ниже критического. Проведено обсуждение механизма бистабильности в полупроводниковой пластине при радиационном теплообмене.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ, проект № 13-07-00441-а.

## Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 518 с.
- [2] Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, Физматлит, 1997. 334 с.
- [3] Рудаков В.И., Овчаров В.В., Пригара В.П. // ПЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 16. С. 79–87.
- [4] Rudakov V.I., Ovcharov V.V., Kurennya A.L., Prigara V.P. // Microelectron. Eng. 2012. Vol. 93. P. 67–73.
- [5] Пригара В.П., Овчаров В.В., Куреня А.Л., Рудаков В.И. // Тез. докл. VIII Межд. конф. и VII Школы молодых ученых и специалистов (Кремний-2011), М., 2011. С. 114.
- [6] Dilhac J.-M., Ganibal C. // Rapid Thermal and Other Short-time Processing Technologies. The Electrochemical Society Proceedings Series. Pennington, NJ, 2000. Vol. 2000-9. P. 421.
- [7] Мочалов Б.В., Рудаков В.И. // Приборы и техника эксперимента. 1996. Вып. 2. С. 155–157.
- [8] Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 934 с.
- [9] Zeegers J., van Dijk H.A.L. // Sol. Energ. Mat. Sol. C. 1994. Vol. 33. P. 23–30.
- [10] www.me.gatech.edu/~zzhang.

- [11] *Lee B.J., Zhang Z.M.* // Proc. of the 13th IEEE International Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2005. IEEE, 2005. P. 7.
- [12] *Lee B.J., Zhang Z.M.* // Proc. of the 13th IEEE International Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2005. IEEE, 2005. P. 10.
- [13] *Joshi V. et al.* // Proc. of the 2010 Asia and South Pacific Design Automation Conference. IEEE Press, 2010. P. 739–744.
- [14] *Cacho F. et al.* // IEEE T. Semiconduct. M. 201. Vol. 23. N 2. P. 303–310.
- [15] *Энштейн Э.М.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15. Вып. 1. С. 33.
- [16] *Магунов А.Н.* Лазерная термометрия твердых тел. М.: Физматлит, 2002. 222 с.