材料、结构及工艺

DOI：10.16818/j.issn1001－5868.2021.04.013

温度梯度对GaN热压电pn结电学性能的影响

王　蕾[1]，秦国帅[2*]

（1. 河南省计量科学研究院，郑州 450018；2. 郑州大学 力学与安全工程学院，郑州 450001）

摘　要： 热感应产生的极化电势可以改变压电半导体结构内的力电物理量，这在人工智能、微机电系统(MEMS)中极具应用价值。文章针对温度梯度作用下的氮化镓(GaN)压电pn结，采用二维压电半导体多场耦合方程和精确的热电物理边界条件，数值分析了温度梯度改变对GaN热压电pn结内极化强度、电势、电场、载流子分布及电流等物理场的影响。结果表明：由于温度梯度场和极化电荷之间存在耦合，热压电pn结电学性能对温度梯度高度敏感，由温度改变产生的热感应极化电荷可以有效调节该结构的开启电压和载流子传输特性，这为操控与温度相关的智能异质结器件电流传输提供了新的方法和理论指导。

关键词： 温度梯度；热压电pn结；压电半导体；电性能；多场耦合模拟

中图分类号： TN304.9　**文章编号：** 1001－5868(2021)04－0515－06

Influence of Temperature Gradient on the Electrical Properties of GaN Thermopiezoelectric pn Junction

WANG Lei[1]，QIN Guoshuai[2]

（1. Henan Institute of Metrology，Zhengzhou 450018，CHN；
2. School of Mechanics and Safety Engineering，Zhengzhou University，Zhengzhou 450001，CHN）

Abstract： The polarization potential generated by thermal variation can change the mechanical and electrical physical quantities in the piezoelectric semiconductor structure，which is of valuable application in artificial intelligence and MEMS. By utilizing a developed two-dimensional model together with the accurate thermoelectric physical boundary conditions，it is systematically investigated the temperature gradient-dependent physical fields such as polarization，electric potential，electric field，carrier distribution and current in a GaN piezoelectric pn junction. It is found that，due to the coupling between the thermal-gradient fields and polarization charges，the electromechanical field of a piezoelectric pn junction has a quick response to thermal-gradient. Furthermore，gate voltage and carrier transport characteristics can be effectively tuned with thermal-induced and piezoelectric charges. This may provide an alternative approach and theoretical guidance to manipulate the carrier transport in intelligent heterojunction devices.

Key words： temperature gradient；thermal-piezoelectric pn junction；piezoelectric semiconductor；electrical properties；multi-field coupling simulation

收稿日期：2021－04－01.

基金项目：国家自然科学基金项目(12002316)；河南省科技攻关计划项目(192102210012).

* **通信作者：**秦国帅

0 引言

压电半导体是一种兼具压电性质的半导体智能材料，自 Hutson[1] 于 1960 年在 CdS，ZnO 等半导体材料中首次发现压电特性以来，其已在微机电系统、传感器、换能/变压器等智能构件中得到了广泛应用[2-4]。与传统半导体不同，压电半导体在机械应变下，可以通过机电耦合实现极化，与极化相关的电场驱动移动载流子运动或重新分布，由此产生的压电电势可显著影响界面/结区的势垒。据此，王中林院士开创性地提出了压电电子学[5]和压电光电子学[6]的概念，并形成了与之相应的研究领域[7-9]，为压电半导体材料的应用开辟了全新的途径。目前，以 GaN，ZnO 等为代表的压电半导体已经成为功能半导体领域中最活跃、最前沿的研究材料之一。

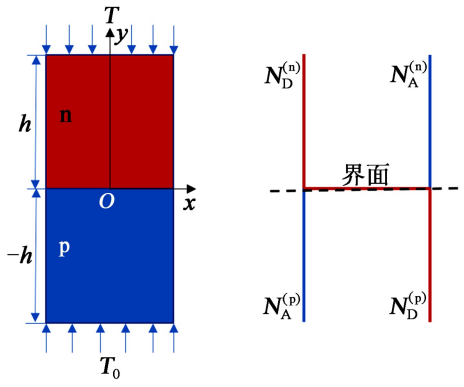
事实上，作为天然的热释电材料，压电半导体除了应变诱导的压电极化外，还涉及热弹、热电和热释电的耦合[10]，即除机械力之外，热载荷同样可以使其极化（含一阶的温差电极化和二阶热压电极化），并可依此来调节压电半导体的机电性能。因此，通过热负荷来极化的压电半导体材料也可称之为热电压电半导体。然而，大多数研究只关注了压电效应，始终着重于机械载荷作用下机电行为的调节[11-12]。目前除了少数学者对均匀和局部温度变化下压电半导体载流子浓度重新分布的问题进行了一些理论探索外[13]，与压电半导体异质结构中与温度梯度相关的热电压电效应的研究工作十分稀少。但是，半导体相关器件在服役过程中却不可避免地要受到温度变化或梯度环境的影响，特别是在尺度较小的组件中，将存在较高的电流通量密度，其热效应会更加明显。因此，弄清热电压电和热释电耦合对压电半导体异质结构电学性能的影响至关重要，与之相关的研究工作亟需开展。

本文基于上述背景，对热压电半导体 pn 结中依赖于温度梯度的压电效应展开系统研究，结合压电、热电和热释电理论，建立了热电压电半导体有限元模型，数值分析了温度梯度改变对 GaN 热压电 pn 结各物理场的影响，发现温度梯度载荷可以有效调节压电半导体 pn 结中的机电场和电荷传输行为。

1 热压电 pn 结多场耦合模型

1.1 基本方程

为模拟 pn 结在温度梯度负载下的物理特性，考虑如图 1(a)所示的二维模型，上部为 n 型掺杂，下部为 p 型掺杂，其高度为 $2h$，上端温度为 T（变温），下端温度为给定温度 T_0，两端存在一定温差。



(a) 二维模型 (b) 掺杂浓度分布

图 1 温度梯度载荷作用下的热压电 pn 结模型及掺杂浓度分布图

考虑热压电半导体的热电力耦合，结合力平衡方程、静电高斯定理、电流连续性方程和热能方程，在笛卡尔平面坐标系 Oxy 内，二维热压电半导体的稳态平衡方程可以表示为如下形式[14-15]：

$$\begin{cases}\dfrac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x}+\dfrac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y}=0\\ \dfrac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x}+\dfrac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y}=0\end{cases} \tag{1a}$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial x}+\frac{\partial D_y}{\partial y}=q\left(N_{\mathrm{D}}^{+}+p-N_{\mathrm{A}}^{-}-n\right) \tag{1b}$$

$$\begin{cases}\dfrac{\partial J_{\mathrm{n}x}}{\partial x}+\dfrac{\partial J_{\mathrm{n}y}}{\partial y}=-qU_{\mathrm{n}}\\ \dfrac{\partial J_{\mathrm{p}x}}{\partial x}+\dfrac{\partial J_{\mathrm{p}y}}{\partial y}=qU_{\mathrm{p}}\end{cases} \tag{1c}$$

$$\frac{\partial h_x}{\partial x}+\frac{\partial h_y}{\partial y}=J_x E_x+J_y E_y \tag{1d}$$

其中，σ_{ij}，D_i，J_{ni}，J_{pi}，h_i，E_i（$i,j=x,y$）分别表示应力、电位移、电子电流密度、空穴电流密度、热流密度和电场强度，N_D^+，N_A^- 分别表示施主杂质和受主杂质的电离浓度，q 表示单位元电荷（$q=1.602\times10^{-19}$ C），n 和 p 分别表示半导体中的电子掺杂浓度和空穴掺杂浓度；$U_{\mathrm{n}}=G_{\mathrm{n}}-R_{\mathrm{n}}$，$U_{\mathrm{p}}=G_{\mathrm{p}}-R_{\mathrm{p}}$ 分别表示半导体中电子和空穴的复合速度 G 与产生速度 R 之差，在此我们考虑稳态和平衡，即 U_{n} 和 U_{p} 为 0。

对横观各向同性的热压电半导体材料，模型中材料的极化方向沿 y 轴，在笛卡尔坐标系中压电半导体材料的本构方程可以写成如下形式[15-18]：

$$\begin{cases}\sigma_{xx}=c_{11}\dfrac{\partial u}{\partial x}+c_{13}\dfrac{\partial v}{\partial y}+e_{31}\dfrac{\partial \varphi}{\partial y}-\lambda_{11}(T-T_0)\\ \sigma_{yy}=c_{13}\dfrac{\partial u}{\partial x}+c_{33}\dfrac{\partial v}{\partial y}+e_{33}\dfrac{\partial \varphi}{\partial y}-\lambda_{33}(T-T_0)\\ \tau_{xy}=c_{44}\left(\dfrac{\partial v}{\partial x}+\dfrac{\partial u}{\partial y}\right)+e_{15}\dfrac{\partial \varphi}{\partial x}\end{cases} \tag{2a}$$

$$\begin{cases}D_x=e_{15}\left(\dfrac{\partial u}{\partial y}+\dfrac{\partial v}{\partial x}\right)-\varepsilon_{11}\dfrac{\partial \varphi}{\partial x}-p_{11}(T-T_0)\\ D_y=e_{31}\dfrac{\partial u}{\partial x}+e_{33}\dfrac{\partial v}{\partial y}-\varepsilon_{33}\dfrac{\partial \varphi}{\partial y}-p_{33}(T-T_0)\end{cases} \tag{2b}$$

$$\begin{cases}J_{nx}=-qn\mu_{11}^{n}\dfrac{\partial \varphi}{\partial x}+qd_{11}^{n}\dfrac{\partial n}{\partial x}-qn\mu_{11}^{n}S\dfrac{\partial T}{\partial x}\\ J_{ny}=-qn\mu_{33}^{n}\dfrac{\partial \varphi}{\partial y}+qd_{33}^{n}\dfrac{\partial n}{\partial y}-qn\mu_{33}^{n}S\dfrac{\partial T}{\partial y}\\ J_{px}=-qp\mu_{11}^{p}\dfrac{\partial \varphi}{\partial x}-qd_{11}^{p}\dfrac{\partial p}{\partial x}-qp\mu_{11}^{p}S\dfrac{\partial T}{\partial x}\\ J_{py}=-qp\mu_{33}^{p}\dfrac{\partial \varphi}{\partial y}-qd_{33}^{p}\dfrac{\partial p}{\partial y}-qp\mu_{33}^{p}S\dfrac{\partial T}{\partial y}\\ J_x=J_{nx}+J_{px}\\ J_y=J_{ny}+J_{py}\end{cases} \tag{2c}$$

$$\begin{cases}h_x=-k_{11}\dfrac{\partial T}{\partial x}+STJ_x\\ h_y=-k_{33}\dfrac{\partial T}{\partial y}+STJ_y\end{cases} \tag{2d}$$

其中，u，v 分别为 x，y 方向的位移，φ，T 分别表示介质内的电势和温度，$\Delta T=T-T_0$，T_0 是在 pn 结下端给定的参考温度；c_{ij}，e_{ij}，ε_{ij} 分别表示材料的弹性系数、压电系数、介电系数；μ_{ij}^{n}，d_{ij}^{n}，μ_{ij}^{p}，d_{ij}^{p} 为电子迁移系数、电子扩散系数、空穴迁移系数和空穴扩散系数；k_{ij} 和 S 分别为热传导系数和赛贝克系数。非简并的半导体材料、电子迁移系数和扩散系数满足著名的爱因斯坦关系[15]：

$$d_{ij}^{n,p}=\frac{k_B T_0}{q}\mu_{ij}^{n,p} \tag{3}$$

其中，k_B 是玻尔兹曼常数。电场和电势的关系为

$$E_i=-\varphi_{,i} \tag{4}$$

本文计算模型采用 GaN 半导体材料常数[17]，对于均匀的 GaN 基 pn 结，空穴和电子分别占据其上半部分和下半部分。给定如图 1(b)所示的掺杂浓度分布图，可以将受主和供体浓度（N_A 和 N_D）确定为

$$\begin{cases}N_A^{(p)}=1\times10^{21}\ \mathrm{m^{-3}}\\ N_A^{(n)}=N_i^2/N_A^{(p)}\end{cases} \tag{5a}$$

$$\begin{cases}N_D^{(p)}=N_i^2/N_D^{(n)}\\ N_D^{(n)}=1\times10^{21}\ \mathrm{m^{-3}}\end{cases} \tag{5b}$$

1.2　边界条件

图 1 中所示的 GaN 基 pn 结的边界条件如下：

$$\begin{cases}\sigma(-h)=0\\ D(-h)=0\\ \int_{-h}^{h}(N_D^{+}-n)=0\\ J^{n}=0\\ T(-h)=T_0\\ \sigma(+h)=0\\ D(+h)=0\\ \int_{-h}^{h}(p-N_A^{-})=0\\ J^{p}=0\\ T(+h)=T\end{cases} \tag{6}$$

pn 结界面处的连续条件如下：

$$\begin{cases}u(0^-)=u(0^+)=0\\ \varphi(0^-)=\varphi(0^+)=0\\ n(0^-)=n(0^+)\\ J^{n}(0^-)=J^{n}(0^+)\\ h(0^-)=h(0^+)\\ \sigma(0^-)=\sigma(0^+)\\ D(0^-)=D(0^+)\\ p(0^-)=p(0^+)\\ J^{p}(0^-)=J^{p}(0^+)\\ T(0^-)=T(0^+)\end{cases} \tag{7}$$

1.3　求解过程

对于上述复杂耦合的本构方程和边界条件，解析求解异常困难，即使数值求解，目前也没有与之相应的单元算法。本文利用 COMSOL Multiphysics 的自定义偏微分方程(PDE)模块来解决多场耦合计算的问题：

(1)将本构方程(2)作为 PDE 模块的向量场代入平衡方程(1)，得到一组偏微分控制方程组，将该偏微分方程组输入该模块作为 COMSOL Multiphysics 的待解方程；

(2)利用二阶拉格朗日等参单元对计算模型划分有限元网格，采用数值离散的手段，将计算域离散成一系列相互关联的单元，对结区附近的网格进行细化处理，根据离散的偏微分方程组以及插值方法求解各个单元节点以及非节点位置上的解；

(3)利用全耦合求解器对计算模型进行求解，验

证收敛性并得到结果。

2 数值结果与讨论

基于上述各耦合方程及计算方法，数值研究了温度梯度变化对压电 pn 结各机电场的影响。图 2 给出了不同温度梯度下热致极化电荷密度 ρ 沿图 1 模型中线的分布，其中云图为 $\Delta T=4$ K 时热致极化电荷密度在 pn 结内部的整体分布。可以看到，压电 pn 结的极化强度对温度变化，特别是对温度梯度方向较为敏感。热激发极化电荷会产生一定的内部电场，对结区能带结构产生较大影响，这是热压电半导体中热-电-力各场能够相互作用的根本原因。在此，需要指出的是，与普通的压电或半导体介质不同，压电半导体中的热致极化电荷由两部分组成，一部分是一阶热释电效应直接引起的热致电荷，另一种是由热致应变所引起的压电电荷（即二阶热释电效应）。因此，在温度梯度加载下，热致极化电荷对 GaN pn 结的电学行为起着直接的调节作用。

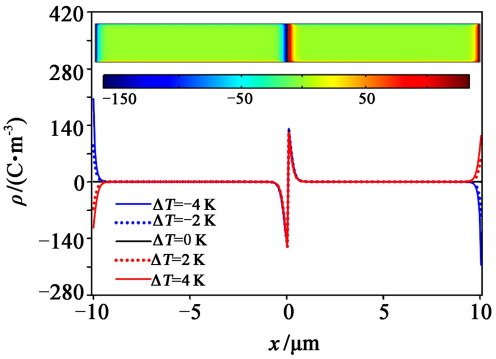


图 2 热激发极化电荷密度沿图 1 热压电 pn 结中线的分布

将模型下端（$x=-h$）作为温度参考点，（$T_0=300$ K）计算了模型内不同温度梯度下的温度场分布，见图 3。基于该温度梯度条件和上节中的边界条件、连续性条件，模拟了 pn 结中热感应势和电场分布，分别如图 4(a)和(b)所示。可以看出，负温度梯度引起的电势和内部电场要大于正温度梯度，在负方向温度梯度下，热感应电场的方向与内建电场的方向一致，这会导致势垒高度和耗尽区宽度的增加，进一步防止了载流子跃迁，导致极化电荷的差异更大，然后触发更大的感应电势和电场。同理，在正方向温度梯度下，势垒高度和耗尽区宽度会由于热感应电场的方向与内建电场的方向相反而减小，使载流子跃迁更加容易。此外，由于热压电性能的影响，压电半导体的压电极化电荷随温度的变化存在扰动，会直接导致 GaN 压电 pn 结两端及结区电势、电场发生突变（见图 4），与结区变化一起，将直接影响压电 pn 结的电学性质。从图 4(a)还可以看到，当 $\Delta T=0$ K 时，GaN pn 结势垒约为 0.12 V，这取决于其初始浓度、能级和本征载流子浓度。

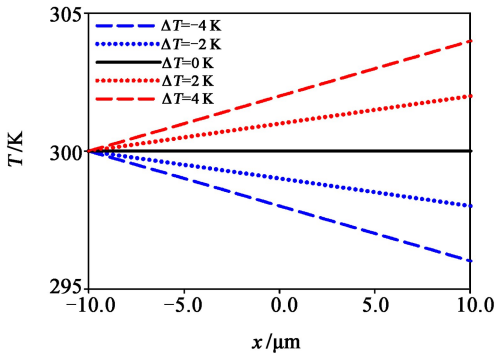
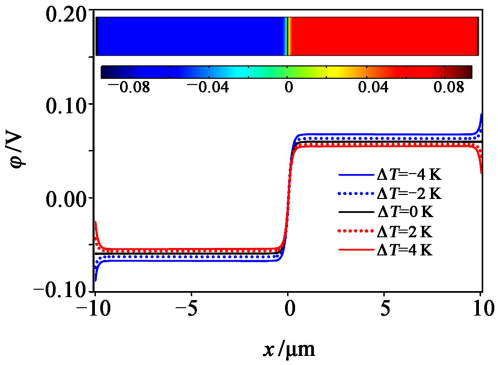
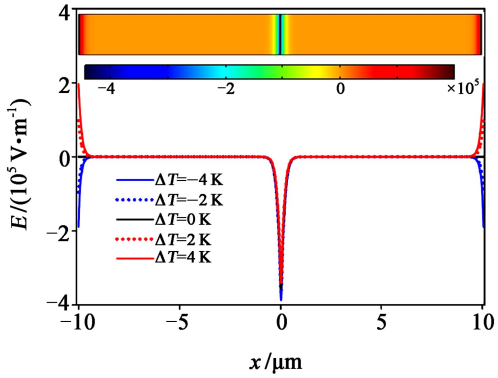


图 3 pn 结内的温度梯度分布



(a) 热感应电势分布

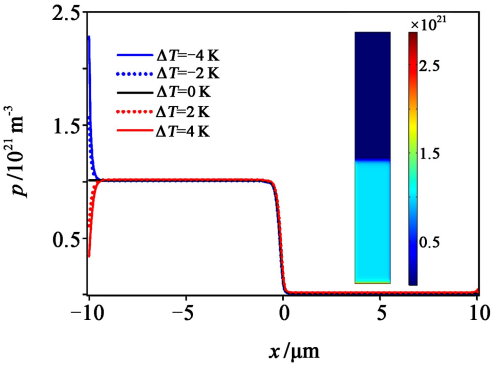


(b) 电场分布

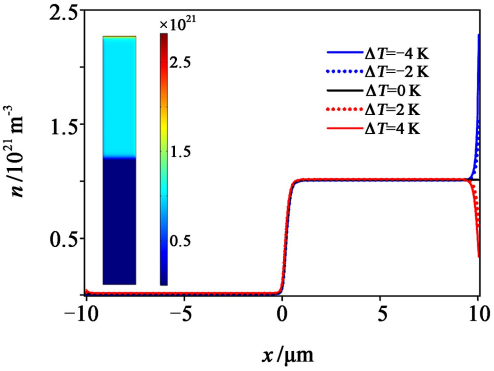
图 4 不同温度梯度下压电 pn 结中热感应电势及其电场的分布

图 5 表示 pn 结内部载流子随温度梯度的分布，可以看到，温度梯度的改变对 pn 压电结载流子浓度及其分布带来了明显的影响，负温度梯度下模型端部载流子浓度变化要大于正温度梯度，即 GaN pn 结对负的温度梯度更加敏感。这是由于负温度梯度加载产生的极化电荷增加了空穴和电子的浓度，而

在正温度梯度下则减小。由于热弹性性质，压电 pn 结在温度梯度的作用下将产生机械应力，压电半导体中的二阶热释电效应（即由热致应变引起的压电极化）是由热致应力引起的。由于压电极化电荷在表面聚集，导致模型两端的载流子浓度产生较大的扰动。它们与依赖于热传递的一阶热释电效应共同构成了压电 pn 结结构的热释电响应。



（a）　对空穴分布的影响



（b）　对电子分布的影响

图 5　温度梯度对 pn 结内部空穴和电子分布的影响

在 pn 结器件中，I-V 特性是器件工作的核心属性。在此，我们针对温度梯度对偏压下的热压电 pn 结的电流运输性能影响进行模拟计算。值得说明的是，对于压电 pn 结，当它与电极形成回路时，应考虑接触边界处的热致压电势。假定模型下端处于施加的偏置电压 V_a 之下，则电边界条件可以描述为

$$\begin{cases} \varphi(-L)=V_a+V_{bi} \\ \varphi(+L)=0 \end{cases} \tag{8}$$

其中，V_{bi} 是由热梯度产生的有效内建电势，即 pn 结两侧由热梯度引起的电势差。图 6 给出了 GaN pn 结的 I-V 特性随热梯度的变化，可以看出，在负温度梯度负载下，由于极化电荷密度 J 的重新分布产生了负向的极化电场，有效内建电场得到增强，这导致接触势垒高度增加，进而阻止了自由载流子的宏观运动，从而减小了电流。同样，当正温度梯度作用在 pn 结上时，内建电势由于极化电荷的分布而得到削弱，这一作用降低了势垒高度，进而促进了载流子的运动，从而增加了电流。此外，由于热感应极化电荷的作用，其导通电压也受到显著影响。结果表明，温度梯度可以有效地调节热压电 pn 结的电流传输行为和门电压。与普通半导体相比，压电 pn 结电流和开启电压对温度梯度具有较快的响应，这为热操纵压电 pn 结中的电行为提供了理论指导。

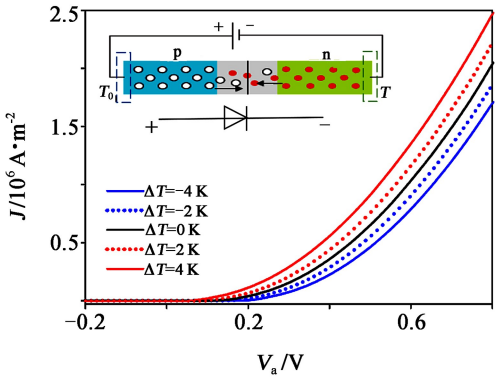


图 6　GaN 压电 pn 结在不同温度梯度下的 I-V 特性

3　结论

本文建立了压电 pn 结在热梯度载荷作用下的耦合数值模型，基于该模型研究了热压电 pn 结中温度梯度相关的电学行为，主要结论如下：

（1）压电半导体异质结中，由于压电、温差电、热释电的相互作用，温度梯度会引发热压电势，导致热梯度场和极化电荷之间存在耦合，即该类构件可以通过温度梯度变化来调节其电性能。

（2）热感应极化电荷变化导致了载流子浓度的重新分布，对压电 pn 结的机电场分布产生了较大影响，即压电异质结构对温度梯度更加敏感。

（3）由于热感应电场和电势的存在，可以通过温度梯度负载来有效地调节热电压电 pn 结的导通电压和载流子传输特性，这为控制异质结结构中热梯度和电流之间的转换提供了可能性。

参考文献：

[3]　Hutson A R. Piezoelectricity and conductivity in ZnO and CdS [J]. Phys. Rev. Lett., 1960, 4(10): 505-507.

[4]　傅成城，高　成，黄姣英，等. 压电加速度传感器有限元仿真方法研究[J]. 压电与声光，2019，43(1)：5-9，15.
Fu Chengcheng, Gao Cheng, Huang Jiaoying, et al. Study on finite element simulation method of piezoelectric acceleration sensors[J]. Piezoelec. & Acoustoopt., 2019, 43(1): 5-9, 15.

[5] Wu Y R, Singh J. Metal piezoelectric semiconductor field effect transistors for piezoelectric strain sensors[J]. Appl. Phys. Lett., 2004, 85 (7): 1223-1225.

[6] Wu W Z, Wang L, Li Y L, et al. Piezoelectricity of single-atomic-layer MoS_2 for energy conversion and piezotronics[J]. Nature, 2014(514): 470-474.

[7] Wen X N, Wu W Z, Pan C F, et al. Development and progress in piezotronics[J]. Nano Energy, 2015, 14: 276-295.

[8] Liu Y, Zhang Y, Yang Q, et al. Fundamental theories of piezotronics and piezo-phototronics[J]. Nano Energy, 2015, 14: 257-275.

[9] Wu W, Wang Z L. Piezotronics and piezo-phototronics for adaptive electronics and optoelectronics[J]. Nat. Rev. Mater., 2016, 24(34): 23-24.

[10] Qin Y, Wang X, Wang Z L. Microfibre-nanowire hybrid structure for energy scavenging[J]. Nature, 2008, 451 (7180): 809-813.

[11] Wang Z L, Song J. Piezoelectric nanogenerators based on Zinc Oxide nanowire arrays[J]. Science, 2006, 312(5771): 242-246.

[12] Gaska R, Shur M S, Bykhovski A D. Pyroelectric and piezoelectric properties of GaN-based materials[J]. MRS Int. J. Nitride Semicond. Res., 1999, 4: 57-68.

[13] Gao Y F, Wang Z L. Electrostatic potential in a bent piezoelectric nanowire: The fundamental theory of nanogenerator and nanopiezotronics[J]. Nano Lett., 2007, 7: 2499-2505.

[14] Dai X Y, Zhu F, Qian Z H, et al. Electric potential and carrier distribution in a piezoelectric semiconductor nanowire in time-harmonic bending vibration[J]. Nano Energy, 2018, 43: 22-28.

[15] Cheng R R, Zhang C L, Yang J S. Thermally induced carrier distribution in a piezoelectric semiconductor fiber[J]. J. Electron. Mater., 2019, 48: 4939-4946.

[16] Holzapfel G A. Nonlinear solid mechanics: A continuum approach for engineering science[J]. Meccanica, 2002, 37: 489-490.

[17] Sze S M, Ng K K. Physics of Semiconductor Devices[M]. New York: Wiley, 2006.

[18] Wachutka G K. Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling [J]. IEEE T. Comput. AID. D., 1990, 9: 1141-1149.

[19] Qin G S, Ma S J, Lu C S. Influence of electric field and current on the strength of depoled GaN piezoelectric semiconductive ceramics[J]. Ceram. Int., 2018, 44: 4169-4175.

[20] Sladek J, Sladek V, Pan E, et al. Fracture analysis in piezoelectric semiconductors under a thermal load[J]. Eng. Fract. Mech., 2014, 126: 27-39.

作者简介：

王 蕾(1990—)，女，硕士，工程师，主要从事半导体电学测试与电磁技术研究；

秦国帅(1986—)，男，博士，副教授，硕士研究生导师，主要研究方向为智能材料与结构的多场性能调控与分析。

(上接第 514 页)

[3] Ai B, Deng Y. Research progress on LID caused by B-O defects and its suppression for B-doped p-type crystalline silicon solar cells[J]. Acta Entiarum Natralium Universitatis Sunyatseni, 2017, 56(3): 1-7.

[4] Derricks C, Herguth A, Hahn G, et al. Industrially applicable mitigation of BO-LID in Cz-Si PERC-type solar cells within a coupled fast firing and halogen lamp based belt-line regenerator—A parameter study[J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2019, 195: 358-366.

[5] Xie M, Ren C, Liming F U, et al. An industrial solution to light-induced degradation of crystalline silicon solar cells[J]. Frontiers in Energy, 2017, 11(1): 67-71.

[6] Wang Z, Shen H, Hu D, et al. Influence of double current injection annealing on anti-LID effect in mono-like cast silicon PERC solar cells[J]. J. of Materials ENCE: Materials in Electronics, 2020(1): 3221-3227.

[7] Schmidt J, Aberle A G, Hezel R. Investigation of carrier lifetime instabilities in Cz-grown silicon[C]// Proc. of IEEE Photovoltaic Specialists Conf., 1997: 13-18.

[8] 张三洋，沈鸿烈，魏青竹，等. 晶硅掺镓抑制太阳电池光致衰减效应的研究[J]. 人工晶体学报，2016，45(4)：1100-1105.
Zhang Sanyang, Shen Honglie, Wei Qingzhu, et al. Investigation on supression of light induced degradation effect in crystalline silicon solar cells with gallium doping[J]. J. of Synthetic Crystals, 2016, 45(4): 1100-1105.

[9] 任 丽，李 宁，杨淑云，等. 掺 Ga 高效单晶硅太阳电池抑制光衰研究[J]. 太阳能学报，2013，34(3)：449-452.
Ren Li, Li Ning, Yang Shuyun, et al. Study on suppressing light degradation in Ga-doped high-efficiency single crystal silicon solar cell[J]. Acta Energiae Solaris Sinica, 2013, 34 (3): 449-452.

作者简介：

连维飞(1983—)，男，浙江乐清人，在职研究生，研究方向为先进光电/电光转换材料与器件、新能源材料与应用技术等；

沈鸿烈(1958—)，男，江西靖安人，博士，教授，博导，研究方向为先进光电/电光转换材料与器件、新能源材料与应用技术等。