



核科学与工程

激光与半导体材料相互作用的双电子共振吸收模型^{*}

秦可勉¹, 潘玉贺¹, 茆亚南¹, 安 恒², 张晨光², 赵江涛¹, 王铁山¹, 彭海波¹

(1. 兰州大学 核科学与技术学院, 兰州 730000; 2. 兰州空间技术物理研究所, 兰州 730000)

摘 要: 通过提出双电子共振吸收模型, 解释了激光与半导体材料相互作用时材料吸收光子的物理机制, 分析了温度、掺杂数密度对吸收系数的影响; 结合热峰模型, 将激光的能量注入视为热源, 计算出了激光入射时材料中电子温度的时空演化, 通过费米狄拉克分布计算出自由电荷数密度分布, 得到了电荷激发过程的计算模型, 模拟了激光诱发单粒子翻转的过程。模拟结果表明, 激光能量与激发电荷总量的关系是非线性的, 这意味着激光能量与粒子的线性能量传输之间为非线性对应关系, 与实验结果相符。

关键词: 脉冲激光; 双电子共振吸收模型; 热峰模型; 单粒子效应

中图分类号: TN386.1

文献标志码: A doi: 10.11884/HPLPB202335.220376

Two-electron resonance absorption model of laser-semiconductor interaction

Qin Kemian¹, Pan Yuhe¹, Mao Ya'nan¹, An Heng², Zhang Chenguang²,
Zhao Jiangtao¹, Wang Tieshan¹, Peng Haibo¹

(1. School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China;
2. Lanzhou Institute of Physics, Lanzhou 730000, China)

Abstract: This work proposes a two-electron resonance absorption (TERA) model, which explains the reason for laser-induced single event upset (SEU): when the energy of a single photon is not enough to excite the electron-hole pair, there will be de-excitation from a free-electron with higher energy in the conduction band to provide extra energy to excite the electrons in the valence band to the conductive band. This model can explain the physical mechanism of the material's absorption of photons in the laser-semiconductor material interaction and explain the effect of the ambient temperature and doping concentration of the material on the absorption coefficient through the importance of the concentration of high-energy electrons in the conduction band for TERA. In our simulation, we use laser as the energy source for the thermal spike model, and the spatial-temporal evolution of the electronic temperature in the material during the laser radiation is simulated. Therefore, the change in absorption coefficient can be explained by the TERA. Moreover, according to the Fermi-Dirac distribution, the free charge density is calculated by the electronic temperature of the material. Furthermore, the accumulated free charge induced by laser radiation is given by the integration over the whole volume of the material. Thus, the numerical solution of the charge excitation process is obtained, through which the total amount of excitation charge when the laser induces SEU can be calculated. The simulation results show that the relationship between laser energy and the total excitation charge is nonlinear, i.e., there is a nonlinear correspondence between laser energy and the linear energy transport of particles, which is consistent with the experimental results.

Key words: pulsed laser, two-electron resonance absorption model, thermal spike model, single event effect

随着激光技术的发展, 脉冲激光工具在辐射防护领域的应用不断扩展, 尤其是在半导体器件辐照损伤效应的敏感区定位、电路响应机制研究中, 皮秒 (picosecond, ps) 级乃至飞秒 (femtosecond, fs) 级脉冲激光具有经济、便捷、参数可调的优势, 且可以得到粒子实验难以获得的时间、空间信息, 因而得到广泛应用^[1-4]。

* 收稿日期: 2022-11-06; 修订日期: 2023-07-19

基金项目: 国防科技重点实验室基金项目 (142910190110); 甘肃省科技重大专项 (22ZD6GA011)

联系方式: 秦可勉, qinkm20@lzu.edu.cn。

通信作者: 彭海波, penghb@lzu.edu.cn。

1965年, Habing 等人^[5]发现短脉冲激光可以与半导体材料相互作用, 产生高水平的电离, 提出可以用短脉冲激光模拟强伽马射线对半导体造成的影响。1987年, Bucher 等人^[6-7]利用 ps 脉冲激光在电路中诱发出单粒子翻转 (SEU) 效应, 说明在辐照效应研究方面激光与重离子具有一定的等效性, 但激光能量与粒子的线性能量传输 (LET) 之间的对应关系还有待研究^[8-9]。而在激光与半导体材料相互作用的物理机制方面, 目前主流观点是单光子或双光子吸收, 即半导体材料中的电子吸收单个或同时吸收两个光子入射带来的能量, 从而跃迁至导带成为自由电子^[10-12]。本文基于对材料的激光吸收系数变化的认识, 提出了双电子共振吸收模型, 解释了激光与半导体材料相互作用的物理机制, 自然地得到了光子的非线性吸收效应, 即低掺杂水平下吸收系数随温度、自由电子数密度增加而增加, 并基于该模型计算出了脉冲激光与半导体材料相互作用时激光能量与激发电荷量之间的对应关系, 从而得到了激光能量的等效 LET 曲线。模拟结果与实验结果具有良好的一致性^[11]。

1 双电子共振吸收模型

1.1 理论模型

激光与半导体材料相互作用时, 光子与原子核的直接相互作用可以忽略, 同时由于原子内壳层的电子能量高, 无法满足能量守恒, 同样可以忽略, 所以该过程主要是单个光子与材料中的外壳层电子相互作用的过程。由于周期性势场的存在, 半导体材料外壳层的电子分为导带电子和价带电子, 如不考虑掺杂, 那么热平衡状态下的电子态密度遵循费米狄拉克分布^[13]。

激光激发电子电离的过程也即材料中的价带电子吸收光子能量跃迁到导带的过程。双电子共振吸收模型中, 当单个光子能量足够大时, 价带电子吸收一个光子的能量就可以跃迁至导带, 在材料中激发出一个电子空穴对, 此为线性吸收过程; 当单个光子能量不足以使价带中的电子跨越禁带跃迁至导带时, 在价带电子吸收光子能量的同时, 导带中存在某个较高能级的电子退激至较低能级, 释放出能量, 这部分能量与光子能量一同被价带电子吸收, 使其跃迁至导带, 激发出一个电子空穴对。因为导带中高能级的电子是因材料吸收光子能量后自然激发得到的, 其能量也是来源于光子, 故而该过程为非线性过程。

如图 1 所示, 双电子共振吸收过程中, 激光的光子与导带电子、价带电子共同作用, 其中 ΔE_g 为禁带宽度。图 1 中的实心圆点代表电子, 空心圆点仅代表位置。价带 1 号电子吸收光子能量 $h\nu$ 和导带中高能态电子退激的能量 ΔE_a , 由图中的 1 位置跃迁至 1' 位置, 生成一个电子空穴对; 而导带中高能态的电子退激, 由 2 位置退激发至 2' 位置。该过程中的能量关系式为

$$\Delta E_g = \Delta E_a + h\nu \quad (1)$$

根据式(1)可知, 双电子共振吸收的发生要求导带中存在高能态的电子, 要能够退激释放出足够的能量填补价带电子跃迁所需能量与入射光子能量的差额, 因而: (1) 激光波长越短, 激光能量越大, 所需要的导带电子能级越低, 满足条件的导带电子越多, 共振吸收发生的概率越大, 即材料对激光能量的吸收系数越大; (2) 半导体材料中电子的能态分布受温度影响, 温度越高, 高能态的自由电子越多, 共振吸收发生的概率越大, 吸收系数越大; (3) 掺杂会引入大量自由电子, 直接改变材料中的电子能级分布, 增大共振吸收发生的概率, 提高吸收系数。

在本征半导体材料中, 导带中的电子主要分布在导带底附近, 双电子共振吸收发生概率并不大。而在材料吸收光子的过程中, 导带中的自由电子数增加, 高能态电子数增加, 发生双电子共振吸收的概率增大, 材料吸收更多的光子。这是一个正反馈机制。文献 [14-15] 研究了波长、掺杂数密度对吸收系数的影响, 与双电子共振吸收过程推出的定性结论一致。

1.2 吸收系数随电子温度和掺杂数密度的变化

本征半导体材料中的电子价态分布遵循费米狄拉克分布, 与温度有关。由此可以得出自由电荷数密度与温度的关系式^[16]

$$n_c = N_c \exp\left(-\frac{E_g}{k_0 T_e}\right), \quad N_c = \frac{2(2\pi k_0 T_e)^{\frac{3}{2}} (m_e^* m_a^*)^{\frac{3}{4}}}{h^3} \quad (2)$$

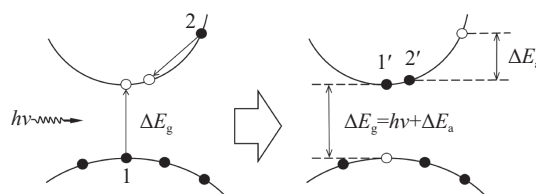


Fig. 1 Schematic diagram of the principle of two-electron resonance absorption

图 1 双电子共振吸收原理示意图

式中: n_e 为自由电子/空穴数密度; N_c 为导带的有效状态密度; E_g 为禁带宽度; k_0 为玻耳兹曼常数; T_e 为电子温度; m_e^* 、 m_h^* 分别为电子、空穴的有效质量; h 为普朗克常数。通常情况下, 材料的晶格温度和电子温度是相同的, 因此在费米狄拉克推导时没有特殊说明电子温度和晶格温度。当激光入射时, 电子温度会迅速升高, 在准热平衡条件下, 电子温度会远远高于晶格温度, 而费米狄拉克分布描述的是电子态密度, 因此, 在此处使用电子温度代替费米狄拉克分布计算式中的温度。

激光在空间上的传播遵循比尔定律, 即

$$E(z) = E_0 e^{-\alpha z} \quad (3)$$

式中: E_0 为激光入射能量, $E(z)$ 为传播方向上 z 坐标处的激光能量, α 为吸收系数。为得到吸收系数的计算式, 我们根据激光波长、温度、自由电荷数密度这三者与吸收系数的定性关系, 借用激光在等离子体中的传播公式^[13], 可得到当激光圆频率 ω 远大于电子与中性粒子的碰撞频率 ν_c 时的吸收系数

$$\alpha = \frac{2\omega c \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{k_0 \nu_c \omega_p^2} \quad (4)$$

式中: ω 为激光频率; c 为光速; ω_p^2 为等离子体频率, ν_c 为电子与中性粒子的碰撞频率; $\omega_p^2 \approx \omega_{pe}^2 = n_e e^2 / m_e \epsilon_0$, 这里 ω_{pe}^2 为等离子体中的电子振荡频率, e 、 m_e 分别为电子的电量和质量, ϵ_0 为真空介电常数。

激光圆频率由激光波长易得, 电子与中性粒子的碰撞频率 ν_c 的计算则较为复杂, 电子与中性粒子的碰撞主要分为弹性碰撞、电离碰撞和激发碰撞三种, 电子与中性粒子的碰撞频率的计算需要分别计算出这三种碰撞的碰撞截面。为简化模型, 我们根据文献 [17-18] 中最终表达式中 ν_c 和电子温度 T_e 的线性关系, 设 $\nu_c = A \times T_e$, 这里 A 为常数, 其值可以通过 300 K 下 1064 nm 的激光入射本征硅材料时吸收系数为 $0.00143 \mu\text{m}^{-1}$ 这一数据点定出。

将上述所有参数的数值代入式(4), 可以得到吸收系数

$$\alpha = \frac{2\omega c m_e \epsilon_0 \sqrt{\omega^2 - \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}}{A k_0 T_e n_e e^2} \quad (5)$$

公式(5)中的电子数密度并没有写成式(2)中的计算式, 是因为式(2)中, n_e 的表达式仅在本征条件下成立, 而在应用背景下, 半导体器件中存在多种掺杂, 自由电荷除本征激发外还受掺杂数密度影响。在考虑本征激发的同时, 将不同的电子掺杂数密度作为基底代入(5)中的自由电荷量, 由此得到波长为 1064 nm 的激光入射不同掺杂数密度的 Si 材料中吸收系数随电子温度的变化, 如图 2 所示。曲线分别表示本征硅(掺杂数密度为 0)和掺杂数密度分别为 10^{12} 、 10^{14} 、 10^{16} 、 10^{18}cm^{-3} 时吸收系数随电子温度的变化关系。图中各个曲线的变化趋势一致, 吸收系数随电子温度增大而增大。不同的掺杂数密度曲线会在不同的高温下与本征硅曲线“汇合”。这是由于高温条件下, 本征激发的自由电子数密度显著升高, 且远远高于掺杂导致自由电子数密度, 吸收系数因此变得相近。但各曲线的初值明显不同: 在初始温度 300 K 下, 激光在本征硅材料中的吸收系数为 $0.00143 \mu\text{m}^{-1}$, 而掺杂数密度分别为 10^{12} 、 10^{14} 、 10^{16} 、 10^{18}cm^{-3} 时, 300 K 下的吸收系数分别为 0.166、16.45、1645、164592 μm^{-1} 。这说明吸收系数会随自由电子数密度增加而增加, 还说明了在温度低于 700 K 情况下, 半导体材料中的杂质掺杂数密度会对吸收系数产生极大影响。

通过借用激光在等离子体中的传播公式(4), 并根据实验数据给定系数, 得到了半导体材料对激光的吸收系数随温度、自由电荷数密度变化的关系式, 即公式(5)。该式符合双电子共振吸收模型的推论。接下来将基于该式进行模拟。

2 基于双电子共振吸收模型的模拟结果

2.1 计算模型

将材料的电子和晶格分成两个体系看待^[19]。现行实验条件下, 激光入射的脉宽可以达到 ps 量级或 fs 量级。材料中的电子吸收光子的能量, 根据双电子共振吸收模型可以推出导带中的自由电子数会增加, 而费米狄拉克分

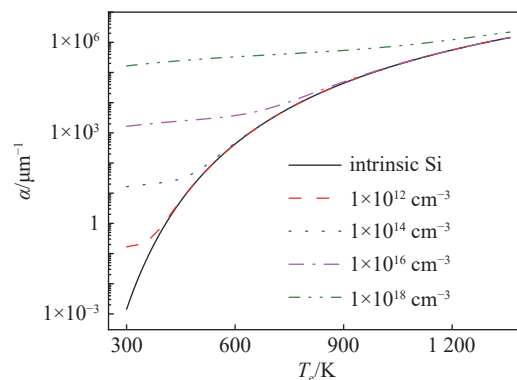


Fig. 2 Relationship between absorption coefficient and electron temperature with different doping concentrations

图 2 不同掺杂数密度下吸收系数与电子温度的关系

布要求电子热平衡,根据半导体材料的热学参数^[20-21]计算得知,100 nm 尺度、温差小于 10 K 情况下,本征硅中电子热平衡的时间尺度在 fs 量级,所以可以在一定尺度下使用费米狄拉克分布将电子温度与自由电子数联系起来。在吸收光子激发电子-电子热平衡的过程中,电子与晶格之间还会发生换热,本征硅中,温差在 100 K 量级的电子-晶格热平衡时间为 10~100 fs 量级。电子传递给晶格的能量对激发电子具有负面影响,晶格体系得到能量也会发生热平衡过程,但对激发电子无贡献,只会使晶格温度升高,影响电子-晶格间的换热^[19]。我们用热扩散方程来描述该过程,即

$$\begin{cases} c_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla \cdot (K_e \nabla T_e) - g(T_e - T_a) + A_e \\ c_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = \nabla \cdot (K_a \nabla T_a) - g(T_a - T_e) + A_a \end{cases} \quad (6)$$

式中: T_a 晶格的温度; c_e 和 c_a 是电子和晶格的比热容; g 是电子和晶格之间的耦合系数; K_e 和 K_a 是电子和晶格的热导率; A_e 和 A_a 是电子和晶格中沉积的能量。式(6)的两个方程形式相似,等式左边为温度的时变项,等式右边的第一项为电子间/晶格间传热项,第二项为电子和晶格间传热项,第三项为热源项,激光入射情况下仅考虑电子的外界能量输入,因此描述晶格的方程中 A_a 项的值为 0。

根据式(6)可以计算出模型中的温度场分布,而基于温度场分布,可以通过费米狄拉克分布计算出自由电荷数密度的分布,进而可以通过积分得到总的激发电荷量。我们模拟了 2 μm 厚度的半导体材料中的电荷激发情况,模拟中使用的激光参数列于表 1^[12]。

表 1 模拟中使用的激光参数
Table 1 Laser parameters used in the simulation

wavelength/nm	pulse width/ps	laser energy/pJ	spot diameter/ μm	absorption coefficient (intrinsic silicon)/ μm^{-1}
1064	25	523	1.6	0.00143

需要说明的是,因为本征硅情况下,在吸收光子-电荷激发过程中,吸收系数的初值太小,厚度 2 μm 的半导体材料能吸收的激光能量约占输入能量的 0.28%,因而在模拟中,不可能在有限的脉宽时间内激发出足够的电荷量。考虑到实际情况,我们将材料中的掺杂数密度取为 10^{14} cm^{-3} ,此时,吸收系数的初值为 $16.45 \mu\text{m}^{-1}$,吸收能量占比为 100%。在模拟过程中,我们使用费米狄拉克分布,基于温度场计算自由电荷数密度分布。

2.2 关于激光等效 LET 的模拟结果

模拟中忽略激光在焦平面上的高斯分布,将激光能量视为均匀注入,从而将模型降至一维。523 pJ 的激光注入掺杂数密度为 10^{14} cm^{-3} 的硅材料后,硅材料中的电子和晶格温度场的时空分布如图 3 所示。

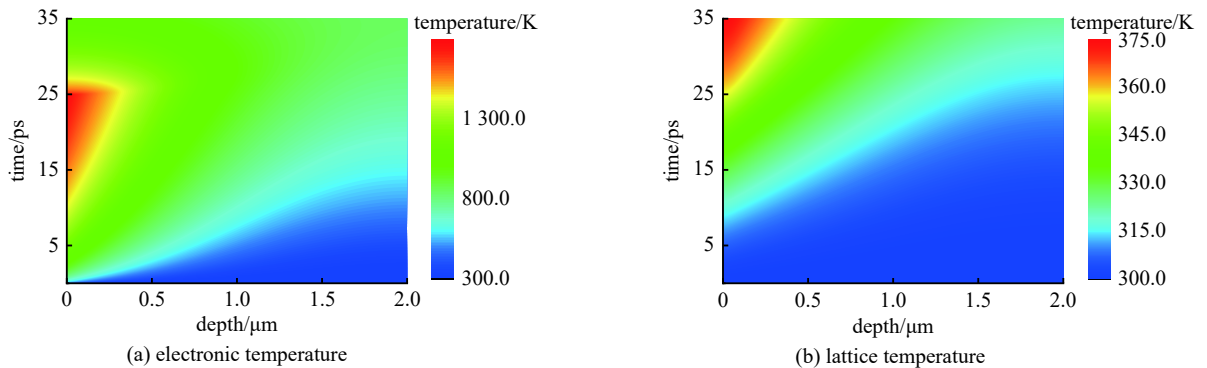


Fig. 3 Images of spatiotemporal evolution of temperature

图 3 温度的时空演化图像

图 3 是电子和晶格的时空分布,时间尺度为 35 ps,空间尺度为 2 μm 。从中我们可以很明显地看出:电子温度和晶格温度存在差异,在电子温度达到 1 000 K 以上时,晶格温度不足 400 K;电子温度在有激光注入时不断增加,在激光脉冲结束后迅速降低。

激发电荷总量 Q 随时间的变化关系如图 4 所示, Q 值在 25 ps 激光脉冲结束时达到峰值 0.77 pC。对于硅材料,每沉积 3.6 eV 的能量可激发出一对电子空穴对^[22]。使用同样的方法,我们计算了不同激光能量下的峰值激发电荷

总量, 通过激发电荷量将激光能量与粒子线性能量传输(LET)进行等效, 换算公式为

$$Y_{\text{LETe}} = \frac{E_i Q}{H \rho e} \quad (7)$$

式中: Y_{LETe} 为激光的等效线性能量传输; E_i 为每激发出一对电子空穴对所需沉积的能量, 在本文中为 3.6 eV; Q 为激光入射的激发电荷总量, H 为模型高度, ρ 为材料密度。通过模拟计算具有相同脉冲宽度的不同能量激光入射硅材料后所激发的对应电荷总量, 由此得到的激光能量与其等效线性能量传输之间的关系如图 5 所示。

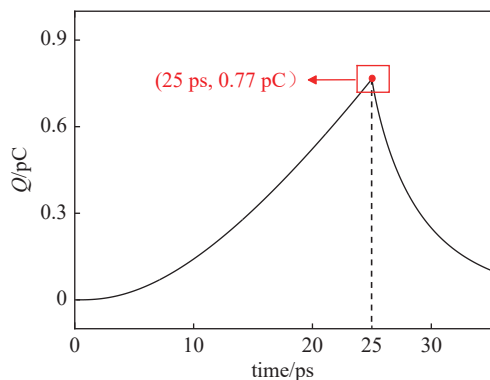


Fig. 4 Variation of total excited charge with time

图 4 激发电荷总量随时间的变化

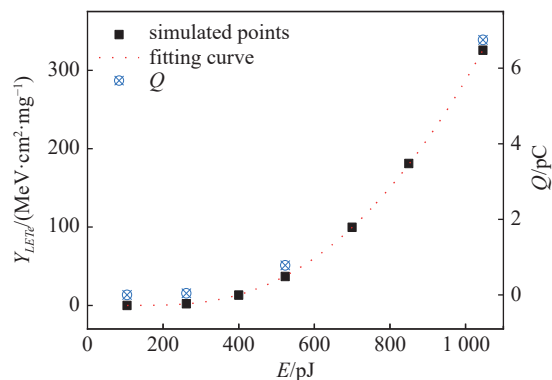


Fig. 5 Relationship between equivalent linear energy transfer, excited charge and laser energy

图 5 等效线性能量传输及电荷量与激光能量的关系

通过将对应入射激光的能量及其所激发的电荷总量代入式(7), 从而用入射激光能量来替换式(7)中的激发电荷量, 进而给出激光能量与 Y_{LETe} 之间的对应关系及拟合结果, 拟合公式为

$$Y_{\text{LETe}} = 6.45 \times 10^{-4} \times E^2 \times \exp(-808/E) \quad (8)$$

式中: E 是激光能量, 单位为 pJ。式(8)中二次项代表着非线性吸收的贡献, 指数项代表随着激光能量 E 增加, 电子温度增高, 产生的自由电子会呈指数增加。其结果如图 5 所示。基于 TERA 模拟给出的结果与韩建伟等人的非线性对应关系结论^[1]一致。

2.3 激光激发电荷量的温度效应

选取不同的环境温度, 将不同环境温度下模拟得到的激光能量与 LET 的等效对应关系代入 Weibull 方程, 得到不同温度下激光能量与单粒子效应截面 (σ_{SEU}) 的对应关系, 如图 6 所示。从中可以看出, 随着环境温度的升高, 激光诱发单粒子效应的能量阈值逐渐降低, 但整体变化不大。其原因是温度增加导致平均电离能减少, 相同阈值电荷条件下, 阈值能量随着平均电离能增加而减少。

我们采用更低的掺杂数密度 (10^{11} cm^{-3}), 再次模拟计算, 得到结果如图 7 所示。图 7 中同样存在激光诱发单粒子效应的能量阈值随环境温度升高而逐渐降低的现象, 但此时几个不同温度下的阈值差异明显, 这说明器件的掺

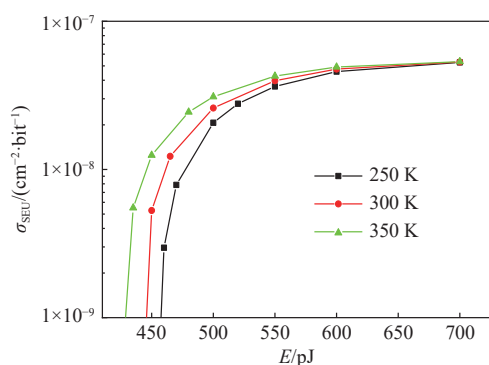


Fig. 6 Corresponding relationship between laser energy and SEU cross section at different temperatures when the doping concentration is 10^{14} cm^{-3}

图 6 掺杂数密度为 10^{14} cm^{-3} 时, 不同温度下激光能量与单粒子效应截面对应关系

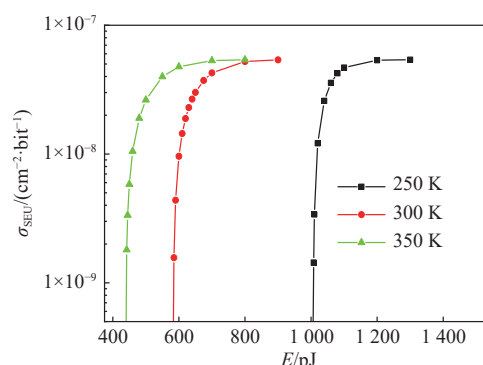


Fig. 7 Corresponding relationship between laser energy and SEU cross section at different temperatures when the doping concentration is 10^{11} cm^{-3}

图 7 掺杂数密度为 10^{11} cm^{-3} 时, 不同温度下激光能量与单粒子效应截面对应关系

杂数密度会影响器件的辐照效应阈值,对掺杂数密度较高(大于 10^{14} cm^{-3})的器件而言,温度影响较小。不同掺杂数密度下阈值的温度效应趋势相同,但是低掺杂的器件温度效应更明显。这是因为低掺杂时会有两种效应:(1)温度升高,平均电离能减少,相同阈值电量条件下,导致激光的阈值减少;(2)温度升高,低掺杂器件中(当掺杂数密度低于 10^{15} cm^{-3} 时^[16])自由电子数密度会显著增加,吸收系数增加,激光能量能被更有效吸收,因此需要阈值能量减少。这两个效应是协同作用,产生正反馈,因此低掺杂的器件中温度效应更明显。对比图 6、图 7 可知,在同一掺杂数密度下,温度对激光激发电荷量具有不可忽略的影响,是标定激光能量等效 LET 时需要考虑的重要参数。

3 结 论

文章提出了半导体材料吸收光子激发自由电荷的双电子共振吸收模型,指出电子跨越禁带所需能量与光子能量的缺额来源于高能态电子的退激,并基于该模型进行了理论展开和模拟计算,得到了环境温度和材料的掺杂数密度对电荷激发过程的影响:环境温度越高、材料的掺杂数密度越高,材料对激光能量的吸收系数就越大,使得总激发电荷越多。在忽略电荷收集过程中的折损情况下,根据模拟得到了激光能量的等效粒子线性能量传输曲线,并通过拟合得到了曲线的表达式。该曲线是非线性的。本文提出的理论模型与模拟结果自洽,且与韩建伟等人^[11]的实验结论保持一致。本文模拟结果表明,波长、脉宽、光斑尺寸等参数不同的激光,照射到器件尺寸、环境温度、掺杂数密度等参数不同的器件上时,激光能量与等效粒子线性能量传输进行的对应关系各不相同。进行实验研究时应将激光的脉宽参数、器件的尺寸、掺杂等参数纳入考量。本文中的模拟因为缺乏详细的器件参数,只能给出激光能量与等效粒子线性能量传输曲线是非线性对应关系等定性的结论,定量的实用性结论有待进一步研究。

参考文献:

- [1] Buchner S P, Miller F, Pouget V, et al. Pulsed-laser testing for single-event effects investigations[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2013, 60(3): 1852-1875.
- [2] Hales J M, Khachatrian A, Buchner S, et al. New approach for pulsed-laser testing that mimics heavy-ion charge deposition profiles[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2020, 67(1): 81-90.
- [3] Hales J M, Khachatrian A, Buchner S, et al. Mapping the spatial dependence of charge-collection efficiency in semiconductor devices using pulsed-laser testing[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2021, 68(5): 617-625.
- [4] Hales J M, Khachatrian A, Ildefonso A, et al. Pulsed-laser testing to quantitatively evaluate latchup sensitivity in mixed-signal ASICs[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2022, 69(3): 429-435.
- [5] Habing D H. The use of lasers to simulate radiation-induced transients in semiconductor devices and circuits[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1965, 12(5): 91-100.
- [6] Buchner S P, Wilson D, Kang K, et al. Laser simulation of single event upsets[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1987, 34(6): 1227-1233.
- [7] Richter A K, Arimura I. Simulation of heavy charged particle tracks using focused laser beams[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1987, 34(6): 1234-1239.
- [8] Hales J M, Khachatrian A, Buchner S, et al. Using two-photon absorption pulsed-laser excitation to simulate radiation effects in microelectronics[C]// *Proceedings of 2018 Conference on Lasers and Electro-Optics*. 2018.
- [9] Ildefonso A, Fleetwood Z E, Tzintzarov G N, et al. Optimizing optical parameters to facilitate correlation of laser- and heavy-ion-induced single-event transients in SiGe HBTs[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2019, 66(1): 359-367.
- [10] Hales J M, Khachatrian A, Roche N J H, et al. Simulation of laser-based two-photon absorption induced charge carrier generation in silicon[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2015, 62(4): 1550-1557.
- [11] Shangguan Shipeng, Ma Yingqi, Han Jianwei, et al. Single event effects of SiC diode demonstrated by pulsed-laser two photon absorption[J]. *Microelectronics Reliability*, 2021, 125: 114364.
- [12] 韩建伟, 上官士鹏, 马英起, 等. 脉冲激光模拟空间载荷单粒子效应研究进展[J]. *深空探测学报*, 2017, 4(6): 577-584. (Han Jianwei, Shangguan Shipeng, Ma Yingqi, et al. Research progress for single event effects of space payloads by pulsed laser simulation[J]. *Journal of Deep Space Exploration*, 2017, 4(6): 577-584)
- [13] 胡希伟. 等离子体理论基础[M]. 北京: 北京大学出版社, 2006. (Hu Xiwei. *Fundamentals of plasma theory*[M]. Beijing: Peking University Press, 2006)
- [14] Green M A. Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients[J]. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2008, 92(11): 1305-1310.
- [15] 黄建国, 韩建伟. 脉冲激光模拟单粒子效应的等效LET计算[J]. *中国科学 G辑: 物理学 力学 天文学*, 2005, 48(1): 113-121. (Huang Jianguo, Han Jianwei. Calculation of LET in SEE simulation by pulsed laser[J]. *Science in China (Series G)*, 2005, 48(1): 113-121)
- [16] 刘恩科, 朱乘升, 罗晋生. 半导体物理学[M]. 7版. 北京: 电子工业出版社, 2011. (Liu Enke, Zhu Bingsheng, Luo Jinsheng. *The physics of semiconductors*[M].

7th ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2011)

- [17] Batani D, Joachain C J, Martellucci S. Atoms and plasmas in super-intense laser fields[M]. Bologna: Società Italiana di Fisica, 2004.
- [18] 王竹勤, 兰生. 局部热力学平衡状态下的等离子体电导率计算[J]. *原子与分子物理学报*, 2015, 32(2): 259-263. (Wang Zhuqin, Lan Sheng. Electrical conductivity simulation of plasma based on local thermodynamic equilibrium[J]. *Journal of Atomic and Molecular Physics*, 2015, 32(2): 259-263)
- [19] 管明, 郭红霞, 陈哲浩, 等. 单粒子效应的物理过程模拟[J]. *现代应用物理*, 2019, 10: 030602. (Guan Ming, Guo Hongxia, Chen Zhehao, et al. Physical process simulation of single event effect[J]. *Modern Applied Physics*, 2019, 10: 030602)
- [20] Chettah A, Kucal H, Wang Z G, et al. Behavior of crystalline silicon under huge electronic excitations: a transient thermal spike description[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2009, 267(16): 2719-2724.
- [21] Lazanu I, Lazanu S. Contribution of the electron-phonon interaction to Lindhard energy partition at low energy in Ge and Si detectors for astroparticle physics applications[J]. *Astroparticle Physics*, 2016, 75: 44-54.
- [22] 侯明东, 甄红楼, 张庆祥, 等. 重离子在半导体器件中引起的单粒子效应[J]. *原子核物理评论*, 2000, 17(3): 165-170. (Hou Mingdong, Zhen Honglou, Zhang Qingxiang, et al. Single event effects induced by heavy ion in semiconductor device[J]. *Nuclear Physics Review*, 2000, 17(3): 165-170)