

УДК 538.9

ДИНАМИКА ГЕНЕРАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В КРЕМНИИ С РАЗЛИЧНЫМ ТИПОМ ЛЕГИРОВАНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ТЕРАГЕРЦЕВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

© 2024 г. А. В. Овчинников^{1,*}, О. В. Чефонов^{1,**}, А. В. Кудрявцев²,
Е. Д. Мишина², М. Б. Агранат^{1,***}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

² МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия

*E-mail: a.ovtch@gmail.com

**E-mail: oleg.chefonov@gmail.com

***E-mail: agranat2004@mail.ru

Поступила в редакцию 26.03.2024 г.

После доработки 29.05.2024 г.

Принята к публикации 09.07.2024 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований генерации свободных носителей в легированном кремнии *n*- и *p*-типа при воздействии переднего фронта терагерцевого импульса пикосекундной длительности с амплитудой электрического поля до 20 МВ/см. Экспериментально показано, что коэффициент пропускания пробного фемтосекундного лазерного импульса при увеличении напряженности поля от 10 до 20 МВ/см во время действия первого периода терагерцевого импульса одинаков для образцов кремния с различным типом легирования. Проведено численное моделирование динамики заполнения носителями зоны проводимости в кремнии *n*- и *p*-типа. Показано, что в ходе увеличения напряженности поля до ~10 МВ/см, когда концентрация электрон-дырочных пар становится соизмеримой с концентрацией примесных электронов (дырок), доминирует электронная (*n*-тип) или дырочная (*p*-тип) ударная ионизация, что необходимо учитывать при расчетах.

DOI: 10.31857/S0040364424040156

ВВЕДЕНИЕ

Исследования динамики генерации свободных носителей заряда в полупроводниках при воздействии терагерцевых (ТГц) импульсов не перестают быть актуальными и востребованными в области разработки новых электронных и оптоэлектронных устройств, управление которыми осуществляется в пикосекундном временном диапазоне.

В ряде работ [1–5] исследовались процессы в полупроводниках под действием ТГц-импульсов, обусловленные междолинным рассеянием электронов, ударной ионизацией и межзонным туннелированием. Значения напряженности электрического поля ТГц-импульсов в этих работах ограничивались ~1 МВ/см. Более высокие значения поля достигались за счет локального усиления с помощью метаматериалов. В [1,2] исследовалось увеличение концентрации

свободных носителей заряда в кремнии под действием ТГц-импульсов с напряженностью электрического поля 3.6 МВ/см. Усиление поля с 0.5 до 3.6 МВ/см осуществлялось на наноструктурах, нанесенных на поверхность кремния. Показано, что при воздействии ТГц-импульсом концентрация свободных носителей увеличивается более чем на семь порядков, а скорость ионизации значительно уменьшается с увеличением начальной концентрации носителей. Исследования междолинной и внутридолинной динамики «горячих» свободных электронов в полупроводниках Ge, Si и GaAs были выполнены в [3]. Пиковые значения напряженности поля, используемые в экспериментах, не превышали 150 кВ/см. Под действием ТГц-импульса электроны достигали энергии порядка 1 эВ, что позволяло большей части электронов претерпевать междолинное рассеяние. В [4] было продемонстрировано увеличение концентрации но-

сителей на три порядка в GaAs при воздействии ТГц-импульсом с напряженностью электрического поля ~1 МВ/см. ТГц-импульсы с напряженностью электрического поля до 12 МВ/см, усиленные с помощью метаматериалов в [5], позволили за счет механизмов туннелирования и ударной ионизации создать в GaAs электроннодырочную плазму с плотностью выше 10^{19} см^{-3} .

Достижения в области генерации ТГц-импульсов с высокой напряженностью электрического поля в десятки МВ/см [6–11] позволили проводить экспериментальные исследования нелинейных процессов в различных материалах без привлечения сложных технологических процессов, связанных с изготовлением метаматериалов. В [12] наблюдалось резкое увеличение коэффициента пропускания кремния *n*-типа (~90 раз) в терагерцевом спектральном диапазоне при воздействии ТГц-импульсом с напряженностью электрического поля до 3.1 МВ/см. Показано, что под действием ТГц-импульса происходит междолинное рассеяние свободных носителей и с увеличением напряженности поля уменьшается время рассеяния. При увеличении напряженности электрического поля до 20 МВ/см наблюдалось формирование однопериодного ТГц-импульса за счет генерации тонкого ионизированного слоя [13]. Исследования нелинейного показателя преломления третьего порядка в кремнии были выполнены при воздействии ТГц-импульсами с интенсивностью более 26 ГВт/см^2 , генерация которых осуществлялась с помощью терагерцевого источника, работающего на основе лазерно-плазменного взаимодействия [14]. Для демонстрации возможностей мощных ТГц-источников были проведены эксперименты по нелинейному поглощению в легированном кремнии ТГц-импульсов с напряженностью электрического поля до 3.2 [6] и до 2 МВ/см [15].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования динамики генерации свободных носителей в образцах кремния с различной степенью и типом легирования при воздействии ТГц-импульсами с напряженностью электрического поля до ~20 МВ/см. Экспериментальные исследования проводились методом накачка–зондирование.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СХЕМА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Генерация ТГц-импульсов осуществлялась в нелинейном органическом кристалле DSTMS (4-*N,N*-диметиламино-4'-*N'*-метил-стильбазолий 2,4,6-триметилбензолсульфонат) методом оптического выпрямления при накачке фем-

тосекундной лазерной системой с длиной волны излучения 1240 нм [16] и высокой конверсионной эффективностью [7, 17]. Для проведения экспериментов использовался кристалл DSTMS диаметром 8 мм и толщиной $440 \pm 5 \text{ мкм}$. Энергия импульса достигала 120 мкДж, а максимальная напряженность электрического поля при фокусировке в пятно диаметром ~170 мкм (по уровню $1/e$) составляла ~20 МВ/см. Временная форма ТГц-импульса, измеренная методом электрооптического детектирования в кристалле фосфида галлия GaP (110) толщиной 200 мкм, представлена на рис. 1. Измеренная временная форма использовалась при проведении численного моделирования.

Исследования динамики генерации свободных носителей в кремниевых образцах при воздействии ТГц-импульсом проводились в схеме накачка–зондирование, в которой в качестве накачки использовался ТГц-импульс, а в качестве зондирующего излучения – фемтосекундный лазерный импульс с длиной волны 1240 нм и длительностью 100 фс. Подробное описание экспериментальной схемы представлено в работах [18, 19].

В качестве экспериментальных образцов использовались полированные с двух сторон пластины кремния. Характеристики используемых образцов кремния представлены в таблице.

Параметры экспериментальных образцов

Тип легирования	Концентрация примеси, см^{-3}	Концентрация электронов в зоне проводимости, см^{-3}	Толщина пластины, мкм
<i>n</i> -тип	10^{17}	10^{17}	245
<i>p</i> -тип	10^{16}	10^4	235

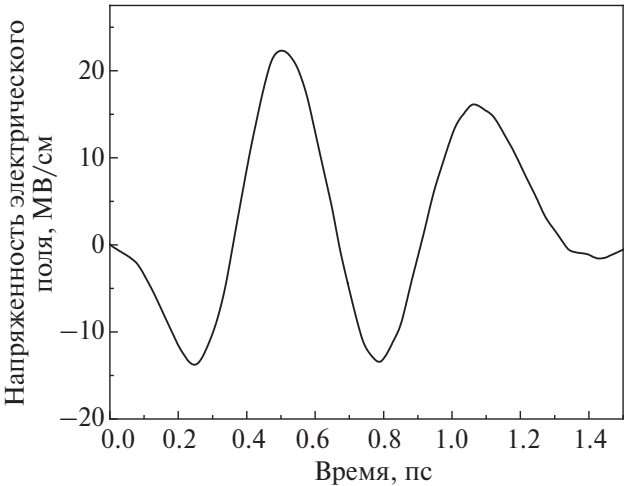


Рис. 1. Временная форма ТГц-импульса.

Применение схемы встречной геометрии необходимо для проведения исследований при сильных полях ТГц-импульса, когда высокая концентрация носителей в зоне проводимости кремния влияет на отражение и пропускание терагерцевых импульсов и схема попутного распространения терагерцевого и зондирующего импульсов становится неприменимой.

В предложенной экспериментальной схеме временная задержка, равная нулю, соответствует моменту времени, когда ТГц и зондирующий импульсы встречаются на входной (для ТГц-импульса) поверхности образца. Такая синхронизация осуществляется с помощью эффекта генерации второй гармоники пробного импульса в присутствии электрического поля ТГц-импульса в поверхностном слое кремния [20]. При изменении временной задержки уменьшается длина оптического пути ТГц-импульса, и ТГц и зондирующий импульсы встречаются не на поверхности, а внутри образца на глубине Δl от входной поверхности, которая определяется следующим выражением:

$$\Delta l = c\Delta t / (n_{\omega} + n_{\text{ТГц}}).$$

Здесь Δt — время задержки; c — скорость света; n_{ω} , $n_{\text{ТГц}}$ — показатели преломления кремния на длине волны зондирующего и ТГц-импульсов.

Рассмотрим, как происходит заполнение зоны проводимости кремния при установленном времени задержки 300 фс. ТГц и зондирующий импульсы движутся навстречу друг другу. ТГц-импульс начинает движение с поверхности образца, а зондирующий — навстречу с глубины образца $l = \Delta t \frac{c}{n_{\omega}} \approx 26$ мкм от поверхности, с кото-

рой входит ТГц-импульс. Так как показатель преломления не испытывает значительной дисперсии в спектральных диапазонах зондирующего и ТГц-импульсов, то групповая скорость совпадает с фазовой. При температуре 300 К изменение показателя преломления кремния в диапазоне 1–3 ТГц составляет 0.002 [21]. В спектральном диапазоне зондирующего импульса с центральной длиной волны 1240 нм и шириной спектра 30 нм изменение показателя преломления кремния — 0.01 [22]. При временной задержке 300 фс и показателях преломления $n_{\omega} = 3.51$, $n_{\text{ТГц}} = 3.56$ импульсы встретятся на расстоянии ~ 13 мкм от поверхности. При этом зона проводимости первой половины слоя кремния (относительно входной поверхности для ТГц-импульса) к моменту встречи будет заполнена электронами, полученными в результате ударной ионизации под действием части ТГц-импульса, длительностью ~ 150 фс. Концентрация электронов в зоне проводимости, созданная этой частью ТГц-импульса сохраняется в

течение времени $> 10^{-6}$ с. При дальнейшем движении зондирующего и ТГц-импульсов зондирующий импульс начинает поглощаться в первой половине слоя кремния, которая дополнительно заполняется электронами проводимости под действием второй части ТГц-импульса длительностью ~ 150 фс. Таким образом, в слое пластины кремния ~ 13 мкм зондирующий импульс поглощается электронами, созданными за время действия ТГц-импульса 300 фс.

На рис. 2 представлены экспериментальные результаты измерения зависимости коэффициента пропускания кремниевых пластин на длине волны излучения зондирующего импульса 1240 нм в зависимости от временной задержки между зондирующим и нагревающим (ТГц) импульсами. Нулевое значение временной задержки соответствует входу ТГц-импульса в образец.

Несмотря на значительную разницу в начальной концентрации электронов в зоне проводимости для кремниевых образцов p - и n -типа, коэффициенты пропускания зондирующего излучения в зависимости от времени практически совпадают (рис. 2). Изменение коэффициента пропускания экспериментальных образцов с увеличением временной задержки между ТГц и зондирующим импульсами определяется величиной концентрации электронов в зоне проводимости, генерация которых происходит под действием ТГц-импульса, а также увеличением толщины слоя кремния, в котором происходит генерация свободных носителей.

Для анализа полученных временных зависимостей, изображенных на рис. 2, проведено численное моделирование процесса генерации свободных носителей в кремнии с различным типом легирования.

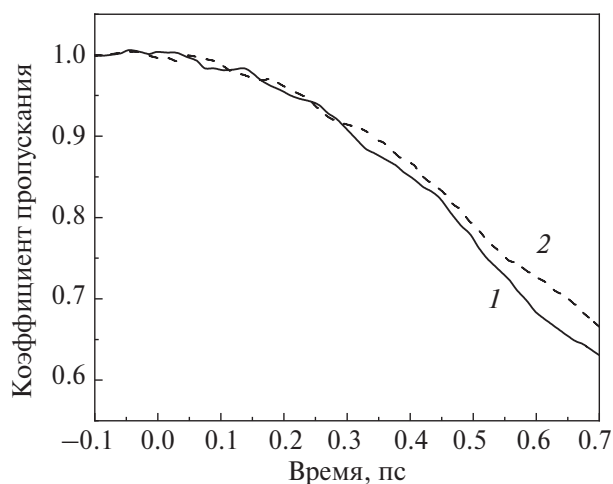


Рис. 2. Зависимости коэффициента пропускания образцов кремния с различными степенью и типом легирования на длине волны излучения 1240 нм при воздействии ТГц-импульсом: 1 — n -тип, 2 — p -тип.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В работе проводился расчет концентрации свободных носителей в результате ударной ионизации под действием поля терагерцевого импульса при его прохождении через образец. Предложена простая модель, которая учитывает ударную ионизацию как электронов, так и дырок, которые влияют друг на друга. Один электрон (дырка) может участвовать в нескольких актах ударной ионизации, в итоге концентрация электронов (дырок) к концу действия импульса может многократно увеличиться.

Динамика концентрации электронов исследовалась в тонком приповерхностном слое при входе импульса в пластину, так как именно в этой области наблюдается максимальный рост концентрации носителей. При дальнейшем прохождении терагерцевого импульса вглубь пластины его амплитуда уменьшается из-за поглощения ионизованными свободными носителями в предшествующих слоях, и концентрация свободных носителей в более глубоких слоях не достигает настолько высоких значений, которые существенным образом влияют на изменение оптических констант кремния.

Численный расчет проводился на основе системы модифицированных кинетических уравнений Больцмана

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial f_e(p, t)}{\partial t} - e\mathcal{E}(t) \frac{\partial f_e(p, t)}{\partial p} &= -\gamma_e(p) f_e(p, t) + \\ &+ 2\varphi_e(p) \int \gamma_e(p') f_e(p', t) dp' + \\ &+ \varphi_e(p) \int \gamma_h(p') f_h(p', t) dp', \\ \frac{\partial f_h(p, t)}{\partial t} - e\mathcal{E}(t) \frac{\partial f_h(p, t)}{\partial p} &= -\gamma_h(p) f_h(p, t) + \\ &+ 2\varphi_h(p) \int \gamma_h(p') f_h(p', t) dp' + \\ &+ \varphi_h(p) \int \gamma_e(p') f_e(p', t) dp'. \end{aligned} \right. \quad (1)$$

Данная система уравнений решалась относительно функций распределения $f_e(p, t)$ и $f_h(p, t)$ для электронов и дырок соответственно, где t — время, а p — квазиимпульс.

Здесь $\mathcal{E}(t)$ — известный из эксперимента временной профиль терагерцевого импульса (рис. 1), e — заряд электрона, $\gamma_e(p)$ и $\gamma_h(p)$ — скорости ударной ионизации для электронов и дырок соответственно, $\varphi_e(p)$ и $\varphi_h(p)$ — начальные функции распределения свободных электронов и дырок в зоне проводимости и валентной зоне.

При вычислении скорости ударной ионизации для электронов использовалась модифицированная формула Келдыша [23]

$$\gamma_e(p) = C_e \theta(E_e(p) - E_{th(e)}) (E_e(p) - E_{th(e)})^{a(e)},$$

$$\gamma_h(p) = C_h \theta(E_h(p) - E_{th(h)}) (E_h(p) - E_{th(h)})^{a(h)}.$$

Здесь C_e и C_h — численные коэффициенты; $E_{th(e)}$ и $E_{th(h)}$ — пороговые значения энергии ударной ионизации для электронов и дырок; $a(e)$ и $a(h)$ — численные параметры, учитывающие влияние лежащих выше энергетических зон; $E_e(p)$ и $E_h(p)$ — дисперсионные кривые для электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне в кремнии.

В соответствии с данными работы [23], использовались следующие численные значения параметров для электронов:

$$C_e = 36 \times 10^{10} \text{ с}^{-1} \text{ эВ}^{-a(e)}, a(e) = 3.683,$$

$$E_{th(e)} = 0.8 \text{ эВ}.$$

Параметры для скорости ионизации дырок были близкими к значениям, полученным в работе [24]:

$$C_h = 1.4 \times 10^{12} \text{ с}^{-1} \text{ эВ}^{-3.4}, E_{th(h)} = 1.49 \text{ эВ},$$

$$a(h) = 3.4.$$

Первое слагаемое в правых частях уравнений (1) вида — $\gamma(p)f(p, t)$ учитывает изменение функции распределения электронов (дырок) проводимости, участвующих в процессе ударной ионизации и передающих энергию другим носителям. Вторые слагаемые вида $2\varphi(p) \int \gamma(p') f(p', t) dp'$ в правых частях уравнений учитывают рост числа электронов в окрестности дна зоны проводимости (дырок в окрестности потолка валентной зоны) в результате ударной ионизации. Вид слагаемых обусловлен тем, что в модели для простоты считается, что горячий свободный носитель после передачи энергии другому носителю «падает» в окрестность экстремума соответствующей энергетической зоны. Аналогично считается, что носитель, «выбитый» горячим носителем в результате акта ударной ионизации, также попадает в экстремум соответствующей энергетической зоны. Именно это учитывает множитель 2 во вторых слагаемых в системе уравнений (1). Таким образом, полное число электронов (дырок), появившихся у дна зоны проводимости (у потолка валентной зоны), пропорционально полному числу горячих электронов (дырок) проводимости $\int \gamma(p') f(p', t) dp'$, принявших участие в ударной ионизации за малый промежуток времени $(t - dt, t)$. Третьи слагаемые в правых частях уравнений учитывают тот факт, что в результате одного акта ударной ионизации увеличивается на единицу число свободных носителей противоположного знака: в результате акта электронной ударной ионизации в валентной зоне появляется новая свободная дырка, а в результате акта дырочной ударной ионизации в зоне проводимости появляется один свободный электрон. Начальные значения функ-

ций распределения выбирались такими, чтобы начальные концентрации носителей соответствовали начальным концентрациям носителей в образцах кремния, использовавшихся в эксперименте. Также в расчете учитывается, что число появившихся в зоне проводимости в результате ударной ионизации электронов равно числу появившихся в валентной зоне дырок. Это условие можно считать граничным условием, которое приводит к однозначному решению приведенной выше системы уравнений.

При расчете вводилась сетка по времени с шагом $\Delta t = 0.005$ пс, а также сетка в пространстве квазиимпульсов с шагом $\Delta p = 6 \times 10^{-27}$ (кг м)/с.

На рис. 3 представлены результаты расчета зависимостей концентраций электронов и дырок при прохождении первого периода терагерцевого импульса через приповерхностный слой пластины кремния 0.5 мкм. Графики представлены в логарифмическом масштабе по концентрации. Расчеты проводились для двух случаев: кремния n -типа для начальных концентраций носителей $N_{e0} = 10^{17}$ см $^{-3}$, $N_{h0} = 10^3$ см $^{-3}$ (рис. 3а) и кремния p -типа при начальных концентрациях $N_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, $N_{h0} = 10^{16}$ см $^{-3}$ (рис. 3б) для ТГц-импульса с максимальной напряженностью поля ~ 20 МВ/см.

Представленные на рис 3 зависимости обладают рядом особенностей. Хорошо заметно, что, несмотря на значительное различие начальных концентраций электронов и дырок для разных типов кремния, они постепенно выравниваются (с точностью до разницы начальных концентраций, которая сохраняется в процессе уменьшения концентраций носителей; эта разница затем становится пренебрежимо малой по сравнению с абсолютными значениями concentra-

ций). Относительное выравнивание концентраций электронов и дырок происходит через 0.15–0.20 пс после начала воздействия терагерцевого импульса. Увеличение концентраций носителей каждого типа, как указывалось в описании моделей, обусловлено как электронной, так и дырочной ударной ионизацией. Это приводит к тому, что определяющим фактором скорости роста концентраций являются не скорости ударной ионизации $\gamma_e(p)$ и $\gamma_h(p)$, а собственно концентрации носителей. Таким образом, быстрый рост числа свободных дырок в случае n -кремния на временном интервале до выравнивания концентраций свободных носителей обусловлен высокой концентрацией свободных электронов, которые в процессе ударной ионизации «выбивают» все новые дырки в валентной зоне. Аналогично для p -кремния: резкий рост изначально небольшого числа свободных электронов обусловлен высокой концентрацией дырок, участвующих в ударной ионизации. Это приводит к тому, что полная концентрация носителей к моменту времени 0.3 пс составляет $\sim 10^{20}$ см $^{-3}$ в кремнии n -типа и $\sim 2 \times 10^{19}$ см $^{-3}$ в кремнии p -типа. При расчетах не учитывалось уменьшение концентрации свободных носителей за счет процесса оже-рекомбинации, так как оценка постоянной времени оже-рекомбинации при концентрациях $\sim 10^{20}$ см $^{-3}$ составляет десятки пикосекунд (в зависимости от коэффициента оже-рекомбинации), что значительно больше исследуемого временного интервала.

Несмотря на то, что данные численного моделирования демонстрируют большую разницу в концентрации свободных носителей в поверхностном слое кремния p - и n -типа, полученные результаты не исключают одинаково-

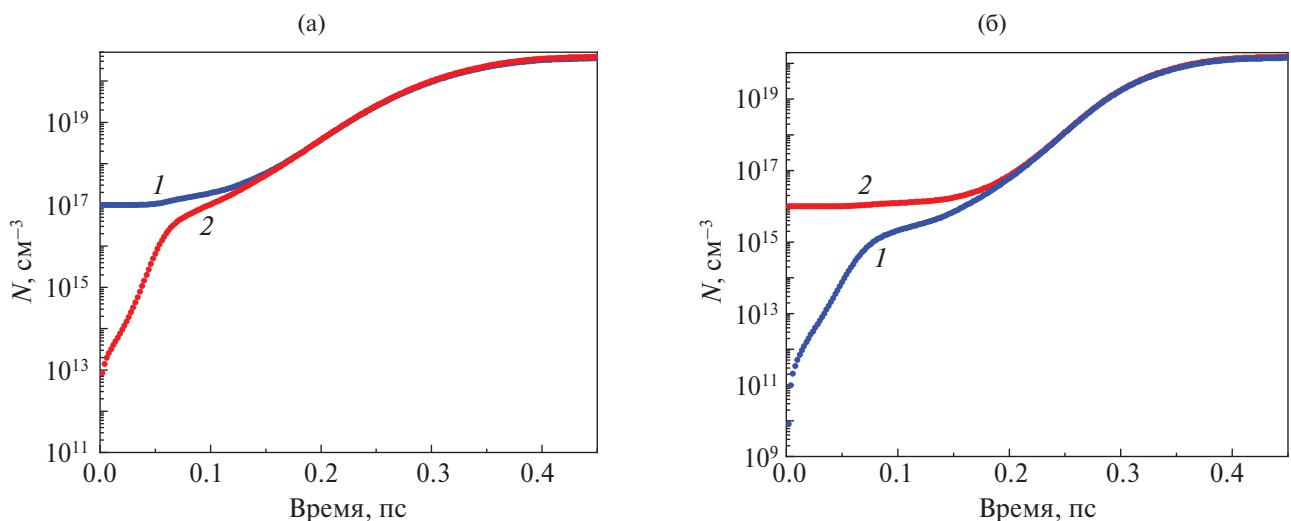


Рис. 3. Расчетные зависимости динамики концентрации свободных носителей в кремнии n -типа (а): 1 – $N_{e0} = 10^{17}$ см $^{-3}$, 2 – $N_{h0} = 10^3$; p -типа (б): 1 – $N_{e0} = 10^4$ см $^{-3}$, 2 – $N_{h0} = 10^{16}$.

го поведения экспериментальных зависимостей пропускания для двух типов кремния. Поскольку поглощение зондирующего излучения обусловлено главным образом поглощением свободных носителей заряда, то величина поглощения, а значит, и пропускания, обусловлена в первую очередь концентрацией свободных носителей заряда.

Рассмотрим экспериментальную зависимость коэффициента пропускания кремния p -типа в момент времени 0.3 пс. Коэффициент пропускания составляет величину 0.91. Как было показано выше, при описании экспериментальной методики поглощение пробного импульса в этом случае происходит в слое кремния ~ 13 мкм. Показатель поглощения определен по закону Бугера в предположении однородного распределения по глубине и составил 64 см^{-1} , а оценка концентрации свободных носителей проводилась с помощью модели Друде и составила величину $\sim 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При этом основное поглощение, как было показано в работе [20], определяется слоем 2.5 мкм, на который воздействовало электрическое поле с максимальной напряженностью вблизи амплитуды первого полупериода. В этом случае концентрация в слое 2.5 мкм достигает $\sim 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что хорошо коррелирует с расчетными значениями.

Для кремния n -типа получается аналогичная величина среднего значения концентрации свободных носителей, как и для p -типа, так как коэффициенты пропускания в момент времени 0.3 пс для обоих образцов практически совпадают. Необходимо отметить, что в исходном состоянии образцы кремния n - и p -типа сильно отличаются начальным показателем поглощения ТГц-излучения. Если кремний p -типа не поглощает ТГц-излучение, то для кремния n -типа показатель поглощения составляет величину 360 см^{-1} [13]. Вследствие того, что напряженность электрического поля сильно уменьшается в глубине образца, градиент концентрации по глубине в кремнии n -типа значительно больше, чем в образце p -типа. Таким образом, при одинаковом среднем значении концентрации свободных носителей в слое кремния толщиной ~ 2.5 мкм в поверхностном слое кремния n -типа концентрация должна быть больше, чем в кремнии p -типа, что показывает численное моделирование.

Авторы предполагают, что экспериментальные результаты равного пропускания для обоих типов легированного кремния при воздействии сильных (от 10 до 20 МВ/см) полей терагерцевого импульса можно объяснить доминированием при заполнении зоны проводимости одного из процессов ударной ионизации, а именно, электронной ударной ионизацией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные исследования и численное моделирование динамики генерации свободных носителей в кремниевых образцах с различной степенью и типом легирования при воздействии терагерцевыми импульсами с максимальной напряженностью электрического поля 20 МВ/см. Экспериментально показано, что коэффициент пропускания зондирующего излучения с длиной волны 1240 нм, определяемый концентрацией электронов в зоне проводимости, изменяется одинаково у различных образцов кремния, несмотря на значительную разницу в начальной концентрации.

Численный расчет, выполненный на основе системы модифицированных кинетических уравнений Больцмана, показал, что для объяснения полученных экспериментальных зависимостей необходимо учитывать дырочную ударную ионизацию. Она существенно влияет на генерацию свободных носителей в кремнии p -типа на временном интервале, пока концентрация электронов в зоне проводимости не превышает концентрации примесных дырок, а также распределения концентрации вдоль направления распространения ТГц-импульса.

Предполагается, что равное пропускание для обоих типов легированного кремния при воздействии сильных (от 10 до 20 МВ/см) полей терагерцевого импульса можно объяснить доминированием при заполнении зоны проводимости одного из процессов ударной ионизации — электронной ударной ионизацией.

Экспериментальные исследования выполнены на уникальной тераваттной хром-форстеритовой лазерной системе (УНУ «ЛТФК») в центре коллективного пользования «Лазерный фемтосекундный комплекс» ОИВТ РАН в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Физика высоких плотностей энергии») и при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (госзадание № 075-00270-24-00). Численное моделирование проведено при поддержке Российского научного фонда (грант №22-12-00334).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tarekegne A.T., Iwaszczuk K., Zalkovskij M., Strikwerda A.C., Jepsen P.U. Impact Ionization in High Resistivity Silicon Induced by an Intense Terahertz Field Enhanced by an Antenna Array // *New J. Phys.* 2015. V. 17. № 4. P. 043002.
2. Tarekegne A.T., Hirori H., Tanaka K., Iwaszczuk K., Jepsen P.U. Impact Ionization Dynamics in Silicon by MV/cm THz Fields // *New J. Phys.* 2017. V. 19. № 12. P. 123018.

3. *Hebling J., Hoffmann M.C., Hwang H.Y., Yeh K.-L., Nelson K.A.* Observation of Nonequilibrium Carrier Distribution in Ge, Si, and GaAs by Terahertz Pump–Terahertz Probe Measurements // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 81. № 3. P. 035201.
4. *Hirori H., Shinokita K., Shirai M., Tani S., Kadoya Y., Tanaka K.* Extraordinary Carrier Multiplication Gated by a Picosecond Electric Field Pulse // *Nat. Commun.* 2011. V. 2. № 1. P. 594.
5. *Lange C., Maag T., Hohenleutner M., Baierl S., Schubert O., Edwards E.R.J., Bougeard D., Woltersdorf G., Huber R.* Extremely Nonperturbative Nonlinearities in GaAs Driven by Atomically Strong Terahertz Fields in Gold Metamaterials // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. № 22. P. 227401.
6. *Zhang B., Ma Z., Ma J., Wu X., Ouyang C., Kong D., Hong T., Wang X., Yang P., Chen L., Li Y., Zhang J.* 1.4-mJ High Energy Terahertz Radiation from Lithium Niobates // *Laser Photon. Rev.* 2021. V. 15. № 3. P. 2000295.
7. *Vicario C., Ovchinnikov A.V., Ashitkov S.I., Agranat M.B., Fortov V.E., Hauri C.P.* Generation of 0.9-mJ THz Pulses in DSTMS Pumped by a Cr:Mg₂SiO₄ Laser // *Opt. Lett.* 2014. V. 39. № 23.
8. *Shalaby M., Hauri C.P.* Demonstration of a Low-frequency Three-dimensional Terahertz Bullet with Extreme Brightness // *Nat. Commun.* 2015. V. 6. № 5976. P. 5976.
9. *Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Agranat M.B., Fortov V.E., Jazbinsek M., Hauri C.P.* Generation of Strong-field Spectrally Tunable Terahertz Pulses // *Opt. Express*. 2020. V. 28. № 23. P. 33921.
10. *Митрофанов А.В., Рожко М.В., Назаров М.М., Якушкин Н.В., Воронин А.А., Федотов А.Б., Сидоров-Бирюков Д.А.* Генерация терагерцового излучения релятивистскими лазерными импульсами на поверхности толстых твердотельных мишеней и тонких фольг // *Письма в ЖЭТФ*. 2024. Т. 119. № 3–4. С. 166.
11. *Румянцев Б.В., Пушкин А.В., Сулейманова Д.З., Жидовцев Н.А., Потемкин Ф.В.* Генерация перестраиваемого мощного малопериодного терагерцового излучения в органических кристаллах при накачке мультигигаваттными chirпированными лазерными импульсами ближнего ИК-диапазона на длине волны 1.24 мкм // *Письма в ЖЭТФ*. 2023. Т. 117. № 7–8(4). С. 571.
12. *Chefonov O.V., Ovchinnikov A.V., Romashevskiy S.A., Chai X., Ozaki T., Savel'ev A.B., Agranat M.B., Fortov V.E.* Giant Self-induced Transparency of Intense Few-cycle Terahertz Pulses in n-doped Silicon // *Opt. Lett.* 2017. V. 42. № 23. P. 4889.
13. *Chefonov O.V., Ovchinnikov A.V., Agranat M.B., Fortov V.E., Efimenko E.S., Stepanov A.N., Savel'ev A.B.* Nonlinear Transfer of an Intense Few-cycle Terahertz Pulse Through Opaque n-doped Si // *Phys. Rev. B*. 2018. V. 98. № 16. P. 165206.
14. *Woldegeorgis A., Kurihara T., Beleites B., Bossert J., Grosse R., Paulus G.G., Ronneberger F., Gopal A.* THz Induced Nonlinear Effects in Materials at Intensities above 26 GW/cm² // *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*. 2018. V. 39. № 7. P. 667.
15. *Dey I., Jana K., Fedorov V.Y., Koulouklidis A.D., Mondal A., Shaikh M., Sarkar D., Lad A.D., Tzortzakis S., Couairon A., Kumar G.R.* Highly Efficient Broadband Terahertz Generation from Ultrashort Laser Filamentation in Liquids // *Nat. Commun.* 2017. V. 8. № 1. P. 1.
16. *Агранат М.Б., Ашитков С.И., Иванов А.А., Конященко А.В., Овчинников А.В., Фортвов В.Е.* Тераваттная фемтосекундная лазерная система на хром-форстерите // *Квантовая электроника*. 2004. Т. 34. № 6. С. 506.
17. *Vicario C., Jazbinsek M., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Ashitkov S.I., Agranat M.B., Hauri C.P.* High Efficiency THz Generation in DSTMS, DAST, and OH1 Pumped by Cr:Forsterite Laser // *Opt. Express*. 2015. V. 23. № 4. P. 4573.
18. *Овчинников А.В., Чефонов О.В., Агранат М.Б.* Генерация второй оптической гармоники в кремнии при воздействии терагерцевого импульса с высокой напряженностью электрического поля // *TBT*. 2022. Т. 60. № 5. С. 666.
19. *Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Agranat M.B., Kudryavtsev A.V., Mishina E.D., Yurkevich A.A.* Free-carrier Generation Dynamics Induced by Ultrashort Intense Terahertz Pulses in Silicon // *Opt. Express*. 2021. V. 29. № 16. P. 26093.
20. *Agranat M.B., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V.* Ionization of a Silicon Surface Layer Induced by a High-Intensity Subpicosecond Electric Field // *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*. 2024. V. 45. P. 383.
21. *Randall C.M., Rawcliffe R.D.* Refractive Indices of Germanium, Silicon, and Fused Quartz in the Far Infrared // *Appl. Opt.* 1967. V. 6. № 11. P. 1889.
22. *Schinke C., Christian Peest P., Schmidt J., Brendel R., Bothe K., Vogt M.R., Kröger I., Winter S., Schirmacher A., Lim S., Nguyen H.T., Macdonald D.* Uncertainty Analysis for the Coefficient of Band-to-band Absorption of Crystalline Silicon // *AIP Adv.* 2015. V. 5. № 6. P. 067168.
23. *Redmer R., Madureira J.R., Fitzer N., Goodnick S.M., Schattke W., Schöll E.* Field Effect on the Impact Ionization Rate in Semiconductors // *J. Appl. Phys.* 2000. V. 87. № 2. P. 781.
24. *Kunikiyo T., Takenaka M., Morifuji M., Taniguchi K., Hamaguchi C.* A Model of Impact Ionization Due to the Primary Hole in Silicon for a Full Band Monte Carlo Simulation // *J. Appl. Phys.* 1996. V. 79. № 10. P. 7718.