Применение модели Варшни и спектроскопии комбинационного рассеяния света для анализа ударных эффектов в полупроводниках

© Э.Х. Хамзин, С.А. Нефедов, Д.Н. Артемьев

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева,
443086 Самара, Россия

E-mail: elkhan.k.khamzin@gmail.com

Поступила в редакцию 25 мая 2026 г.
В окончательной редакции 6 июля 2026 г.
Принята к публикации 21 июля 2026 г.

Рассматривается применение модели Варшни совместно со спектроскопией комбинационного рассеяния света для исследования изменений электрических свойств полупроводниковых пластин под воздействием ударной нагрузки на примере дырочного монокристаллического кремния, легированного бором (сопротивление 10 Ом · см). Спектроскопия комбинационного рассеяния выступает эффективным инструментом регистрации изменений в кристаллической решетке, обеспечивая косвенную оценку вариаций ширины запрещенной зоны, диэлектрической проницаемости, параметра кристаллической решетки и длины ковалентной связи. Описана методика регистрации спектров и интерпретации экспериментальных данных в рамках модели Варшни. Установлены взаимосвязи между колебательными частотами и физическими параметрами материала, демонстрирующие сужение ширины запрещенной зоны, увеличение диэлектрической проницаемости и рост межатомных расстояний при ударно-волновой механической нагрузке. Полученные закономерности указывают на потенциал управления параметрами полупроводников для фотонных, силовых и сенсорных приложений и подтверждают эффективность сочетания спектроскопии комбинационного рассеяния света с моделью Варшни для анализа структурных изменений без привлечения ресурсоемких численных расчетов.

Ключевые слова: спектроскопия комбинационного рассеяния света, модель Варшни, твердые полупроводники, ударно-волновая обработка, запрещенная зона, диэлектрическая постоянная, параметр кристаллической решетки, структурные изменения.

DOI: 10.61011/FTP.2026.05.63875.9931

1. Введение

Современные полупроводниковые материалы являются основой для развития широкого спектра технологий, включая фотонику, силовую электронику и сенсорные системы [1–3]. Одним из ключевых факторов, влияющих на свойства материалов, являются структурные изменения, возникающие под воздействием механических нагрузок, в частности ударных воздействий. Изучение таких изменений важно для понимания механизмов деградации материала и разработки новых устройств с повышенной надежностью и функциональностью [4–8].

Спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС) зарекомендовала себя как мощный метод неразрушающего зондирования микроструктурных изменений в полупроводниках, позволяя оценивать параметры решетки, колебательные моды и электронные свойства с высокой чувствительностью [3,9–11]. Однако для количественного анализа и интерпретации экспериментальных данных необходимо использование моделей, таких как модель Варшни [12–16], позволяющая связать спектральные изменения с механическими деформациями и изменениями функциональных параметров материала [17–19].

Несмотря на прогресс в изучении влияния давления и деформаций на полупроводники, остаются во многом не решенной задача комплексного анализа ударных нагрузок с учетом градиентов давления, глубины проникновения зондирующего излучения и последующего прогнозирования электрических свойств материала. Решение этой проблемы позволит более точно прогнозировать поведение материалов в экстремальных условиях и оптимизировать их характеристики для целевых приложений.

В настоящей работе мы основываемся на общепринятой методике, используемой в микро- и наномеханике полупроводниковых структур, согласно которой смещение частоты фононных мод в спектре комбинационного рассеяния прямо коррелирует с механическими деформациями/напряжениями в кристалле. Такая корреляция была экспериментально подтверждена для кремния и других материалов во многочисленных работах и широко применяется для картирования распределения деформаций/напряжения в микро- и микроэлектромеханических структурах (МЭМС-структурах) [20]. Теоретические модели для случая одноосного и двуосного напряжения сжатия в Si, связывающие тензор деформации и наблюдаемый частотный сдвиг КРС с учетом кристаллографической ориентации, разработаны и проверены экспериментально [21].

В связи с этим мы считаем обоснованным использовать измеренные спектры КРС для оценки механической деформации, индуцированной ударной волной, и последующего определения изменений структурных и электронных параметров материала на основе со-

ответствующей параметризации модели Варшни. Такое допущение позволяет определить цель данного исследования — анализ ударных эффектов в полупроводниковой кремниевой пластине, выявления взаимосвязей между спектральными характеристиками и ключевыми физическими параметрами материала, а также обсуждение перспектив использования полученных результатов для разработки новых электронных устройств.

2. Материалы и методы

В качестве объектов исследования использовался образец кремниевой пластины с кристаллографической ориентацией [100] (КДБ-10), которая была подвергнута контролируемому ударному волновому воздействию с помощью твердотельного YAG:Nd-лазера с длиной волны $\lambda = 532$ нм, энергией воздействия 0.310 Дж и длительностью импульсного удара 10 нс. Схематическое изображение установки генерации ударных волн и фотография испытуемого образца представлены далее (рис. 1, *a, b*). Излучение проходило через воздушную среду, оргстекло и слой воды, после чего частично отражалось поверхностью текстурированного кремния. С учетом энергетических потерь и коэффициента отражения на область взаимодействия диаметром 2 мм приходилась энергия 0.215 Дж. Оценка ударных характеристик показала, что при данной энергии импульса формируется ударная волна со скоростью ~ 8575 м/с. Эта величина соответствует скорости упругого предвестника в кремнии ($\sim 8.1-8.5$ км/с для ориентации [100]) [22], что указывает на отсутствие пластического течения. Согласно данным работы [23], вплоть до давлений ~ 10 ГПа в кремнии не фиксируется фазовых переходов и аморфизации, а структурные изменения ограничиваются упругим откликом решетки. Эти результаты обосновывают применимость рассмотренного далее подхода: использование КРС для оценки исключительно упругой (квазилинейной) деформации кристалла.

3. Спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС)

Исследования спектроскопии комбинационного рассеяния света проводились в условиях отсутствия освещения с помощью микроскопа ФОТОН-БИО с длиной волны лазерного возбуждения 532 нм, с 20-кратным увеличением (мощность лазера 15 мВт). Регистрация спектров осуществлялась в затемненном помещении, чтобы исключить наложение спектра стороннего излучения. При этом для каждого спектра регистрировался фоновый сигнал с выключенным лазером, который впоследствии вычитался. Все эксперименты по регистрации спектров комбинационного рассеяния проводились при комнатной температуре, что позволяет исключить тепловой вклад и выделить механическую природу изменений.

При механическом воздействии на кристалл в нем возникает деформация, способная изменить межатомные расстояния и симметрию решетки. Данная деформация может быть количественно связана со сдвигом частоты оптических фононных мод в спектре комбинационного рассеяния в рамках пьезорамановского подхода, устанавливающего связь между механическим напряжением и наблюдаемым частотным сдвигом. В случае диагонального тензора напряжений, в частности при гидростатическом напряженном состоянии, когда главные компоненты тензора равны между собой ($\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz}$) и недиагональные члены отсутствуют, связь между смещением частоты $\Delta\omega$ и эквивалентным давлением P может быть записана в скалярной форме: $\Delta\omega = KP$, где K — калибровочный коэффициент (например, ~ 5.2 см$^{-1}$/ГПа для Si согласно литературному источнику [24].

Далее, деформация ε приводит к изменению параметра решетки a и межатомной длины d, что в первом приближении описывается как $\Delta a/a \approx -PE$, где E — модуль Юнга материала. В свою очередь коррекция ширины запрещенной зоны ΔE_g при деформации описывается в рамках теории деформационных потенциалов в предположении осесимметричного напряженного состояния:

$$\Delta E_g = a_v(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + b\left(\varepsilon_{zz} - \frac{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}}{2}\right), \quad (1)$$

где a_v и b — деформационные потенциалы, характерные для материала (для Si их значения приведены в специализированной литературе [25]).

Таким образом, комбинируя измеренный сдвиг частоты $\Delta\omega$ КРС, рассчитанное напряжение/деформацию и известные параметры материала, можно оценить изменения параметра решетки a, длины ковалентной связи d, ширины запрещенной зоны E_g, а при необходимости — и диэлектрической постоянной ε (учитывая, что колебания фононов связаны с распределением электронных облаков и поляризуемостью решетки). Такой подход — прямое использование проработанной теории деформационного потенциала и микроспектроскопии комбинационного рассеяния света для количественной интерпретации структурных и электронных изменений под механической нагрузкой.

4. Модель Варшни

Для интерпретации спектральных данных применялась модель Варшни [26], описывающая температурную зависимость ширины запрещенной зоны по формуле:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{aT^2}{T + \beta}, \quad (2)$$

где $E_g(0)$, α и β — эмпирические параметры, подобранные по экспериментальным данным. Физический смысл данной модели заключается в учете перенормировки

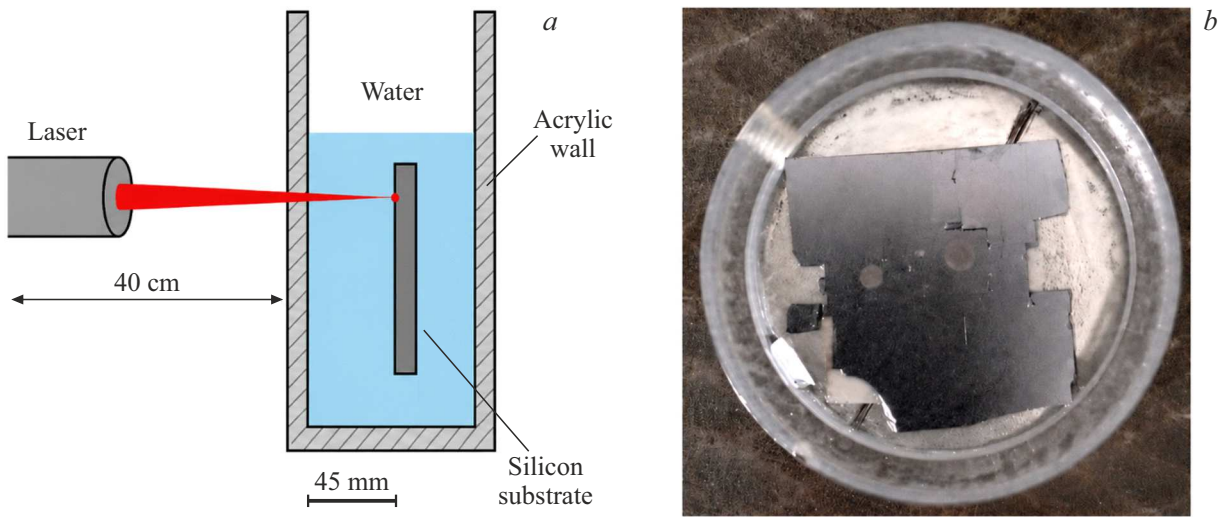


Рис. 1. *a* — схема установки генерации ударных волн; *b* — фотография кремниевой пластины.

электронной зонной структуры, возникающей вследствие электрон-фононного взаимодействия. Изменение фононного спектра кристалла, независимо от его природы, приводит к разнонаправленному смещению краев валентной зоны и зоны проводимости и, как следствие, к изменению ширины запрещенной зоны. В рассматриваемой работе изменение фононных характеристик обусловлено не температурным фактором, а механической деформацией кристаллической решетки, возникающей при ударном воздействии. Поскольку деформация изменяет межатомные расстояния, симметрию решетки и частоты колебательных мод, применение модели Варшни в данном контексте используется как эффективный параметрический инструмент для описания влияния деформационно-индуцированных изменений фононного спектра на электронные свойства полупроводника при упругом отклике материала. Следовательно, модель Варшни можно связать с параметрами, которые влияют на фононную структуру. В нашем исследовании мы предлагаем связать данную модель, не вводя дополнительных эмпирических коэффициентов аналогично вводу псевдотермодинамических переменных, как, например, k, $T_{\text{eff}} = k \cdot (\omega_0 - \omega)$. Вместо этого связь строится через частоту колебаний, связанную с давлением ударной волны:

$$P(\omega) = \frac{\omega - \omega_0}{\partial\omega/\partial P}, \tag{3}$$

где $\partial\omega/\partial P \approx 5.2\,\text{см}^{-1}$ — коэффициент, упомянутый в литературе выше. В таком случае выражение для E_g будет иметь вид:

$$E_g(P) = E_{g0} + \frac{\partial E_g}{\partial P} \cdot P. \tag{4}$$

Поскольку электронная структура напрямую зависит от межатомных расстояний и симметрии решетки, механические деформации, возникающие в процессе воздействия ударной волны, будут приводить к изменению как структурных, так и электрических свойств полупроводника. Прежде всего это параметр решетки, длина ковалентной связи, ширина запрещенной зоны и диэлектрическая постоянная. После восстановления эквивалентного остаточного давления по сдвигу LO-фононной моды кремния по калибровочному коэффициенту $\partial\omega/\partial P$ оценка параметра решетки a, длины ковалентной связи d и диэлектрической проницаемости ε выполнялась в линейном приближении уравнений состояния:

$$\begin{aligned} a(P) &= a_0 + \left(\frac{\partial a}{\partial P}\right)P, \\ d(P) &= d_0 + \left(\frac{\partial d}{\partial P}\right)P, \\ \varepsilon(P) &= \varepsilon_0 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial P}\right)P, \end{aligned} \tag{5}$$

где a_0, d_0 и ε_0 — значения параметров в ненагруженном состоянии. Производные $\partial a/\partial P$, $\partial d/\partial P$ и $\partial\varepsilon/\partial P$ определяются через упругие модули материала, коэффициенты сжимаемости и известные деформационные потенциалы кремния, широко используемые в теории деформированных полупроводников. Для кубической решетки относительное изменение параметра решетки связано с давлением через модуль всестороннего сжатия K соотношением $\frac{\Delta a}{a} = -\frac{P}{3K}$. Длина ковалентной связи Si–Si определялась геометрически через параметр решетки как $d = (\sqrt{3}/4)a$. Изменение диэлектрической проницаемости оценивалось с использованием линейной зависимости от объемной деформации

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = -\gamma_\varepsilon \frac{\Delta V}{V}, \tag{6}$$

где γ_ε — безразмерный коэффициент, характеризующий чувствительность электронной поляризуемости к изменению объема и имеющий для кремния величину порядка единицы [27].

Применимость предложенного подхода ограничена областью упругой деформации кристалла, при которой ударное воздействие не сопровождается фазовыми превращениями, аморфизацией или существенным тепловым разогревом материала. В рассматриваемом диапазоне параметров ударной волны изменение частоты оптических фононных мод и связанных с ними зонно-структурных характеристик носит линейный характер, что обеспечивает корректность использования сдвига частоты спектра КРС для восстановления эквивалентного давления и последующего анализа электронных свойств кремния.

5. Результаты и обсуждения

На рис. 2 представлены спектры комбинационного рассеяния света монокристаллического кремния КДБ-10 до ударного воздействия и после него. Наиболее существенным наблюдаемым эффектом является смещение основной фононной моды Si–Si (колебание химической связи $\approx 520.7\,\text{см}^{-1}$ для исходного состояния [28]) в область меньших частот при приближении к эпицентру ударного воздействия. Одновременно фиксируется увеличение ширины спектральной линии (FWHM), что указывает на рост концентрации дефектов и нарушение дальнего порядка решетки вследствие локальных механических напряжений [29,30].

Для количественной интерпретации изменений использовано модифицированное уравнение Варшни (3), в котором зависимость зонно-структурных параметров связывается не с температурой, а с давлением ударной волны через акустический отклик решетки. На основе экспериментально наблюдаемого частотного сдвига получены зависимости $E_g(P)$, $\varepsilon(P)$, $a(P)$ и $d(P)$, показанные на рис. 3.

Предполагается линейность уравнений состояния в рассматриваемой области давлений и сохранение кристаллического порядка в зоне спектрального зондирования. При превышении предела пластичности изменяется связь между положением фононного пика и зонной структурой, что выводит модель за рамки применимости и требует учета нелинейных процессов.

При воздействии ударной нагрузки наблюдается несколько ключевых изменений параметров кремния. Прежде всего ширина запрещенной зоны (E_g) уменьшается вследствие перенормировки зонной структуры при деформации. Диэлектрическая проницаемость (ε) увеличивается, что объясняется усилением поляризуемости решетки вследствие увеличения межатомных расстояний. Также наблюдается увеличение параметра решетки (a) и длины ковалентной связи Si–Si (d), что связано с воздействием давления, которое ведет к локальному растяжению элементарной ячейки и снижению жесткости кристалла. Экспериментально также фиксируется увеличение ширины спектральной линии (FWHM),

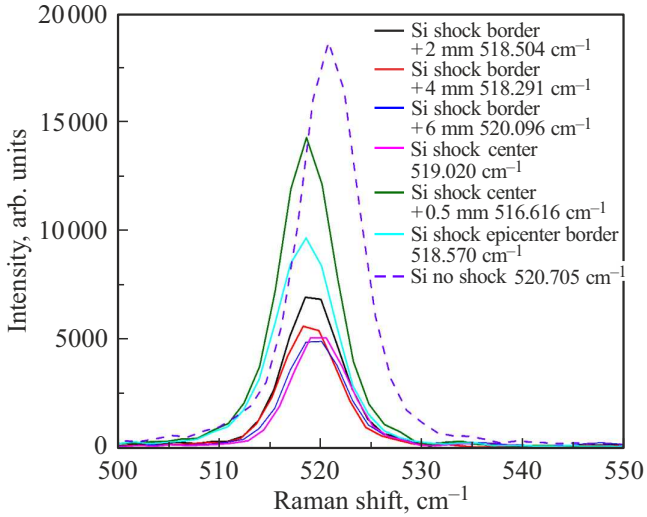


Рис. 2. Спектры КРС испытуемого образца.

являющееся признаком роста плотности дислокаций, нарушения периодичности решетки и появления неупругих процессов релаксации [31].

Анализ спектров КРС кремния, зарегистрированных в шести зонах от периферии к эпицентру прохождения ударной волны амплитудой $\sim 2\,\text{ГПа}$, демонстрирует согласованную эволюцию положения LO-фонона, ширины линии на полувысоте, интегральной интенсивности и площади пиков. Эти параметры отражают суммарное влияние остаточных деформаций и дефектной перестройки кристалла после кратковременного импульсного нагружения и последующей релаксации при комнатной температуре. Ударная нагрузка формирует спектр дефектов, включающий вакансии, межузельные атомы, небольшое количество дислокационных конфигураций и ограниченное число дефектов упаковки [32]. Их совокупность и пространственное распределение определяют наблюдаемые изменения на спектрах КРС.

Анализируя состояние системы, мы выделили ключевой маркер — смещение частоты основной LO-моды кремния относительно контрольной точки $520.0\,\text{см}^{-1}$ (ненагруженный кристалл). Нами зафиксировано, что если в краевой зоне частота составляет $519.24\,\text{см}^{-1}$, то при переходе к центру наблюдается проседание до $517.88–517.92\,\text{см}^{-1}$. Таким образом, суммарный отрицательный сдвиг локализуется в интервале $1.35–1.45\,\text{см}^{-1}$. Расчет эквивалентного остаточного растяжения ($\sim 0.26–0.30\,\text{ГПа}$) проводился с опорой на калибровочный коэффициент $\partial\omega/\partial P \approx 5.2\,\text{см}^{-1}/\text{ГПа}$. Выбор именно этого параметра продиктован его классическим происхождением из гидростатических экспериментов (диапазон $0–5\,\text{ГПа}$), что традиционно ложится в основу модели Варшни для описания линейной чувствительности частоты LO-фонона. Поскольку регистрируемые деформации крайне малы и не выходят за пределы линейного отклика, использование данной константы

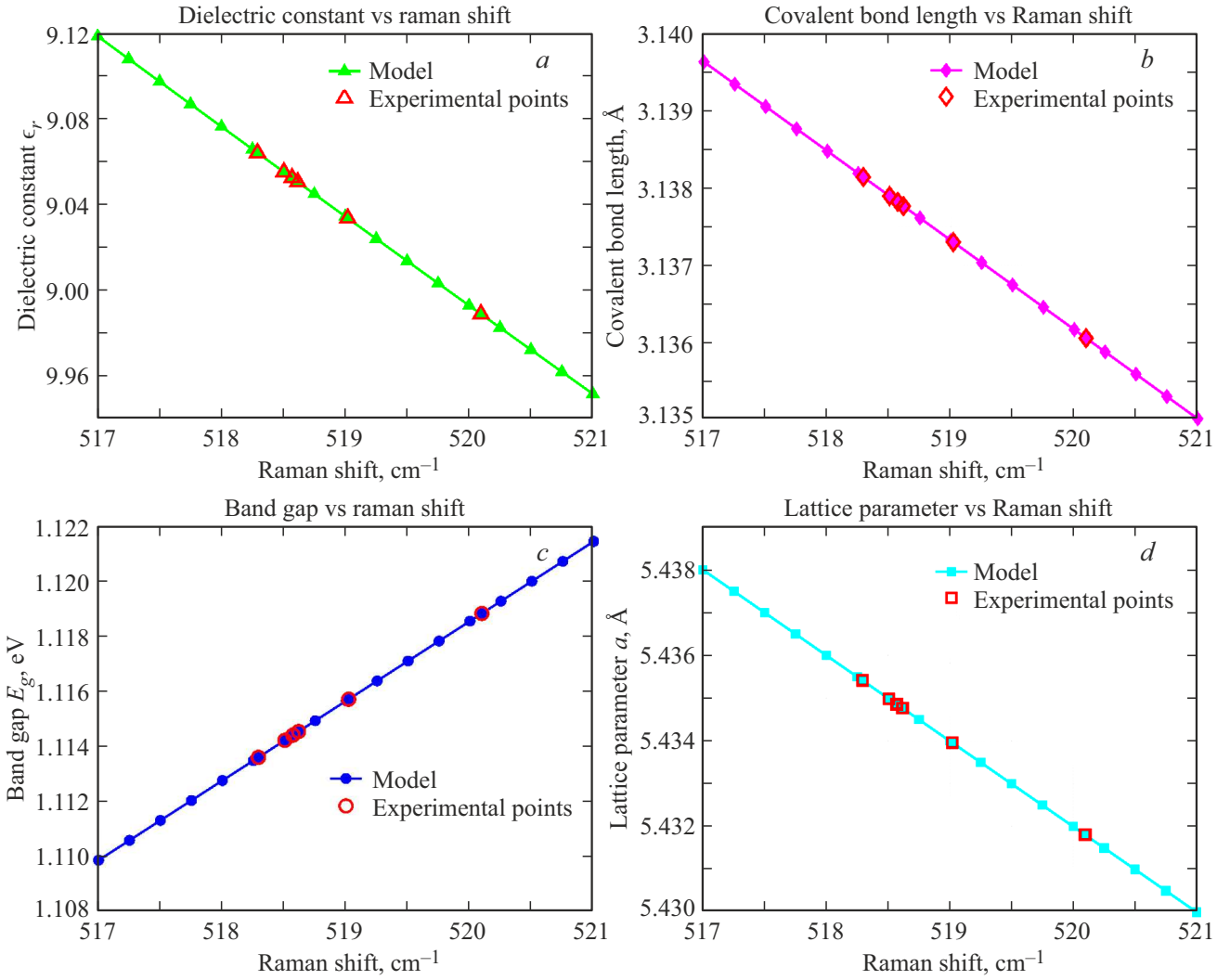


Рис. 3. Зависимость зонно-структурных параметров кремниевой пластины, подвергнутой ударно-волновой обработке, от наблюдаемого частотного сдвига спектра КРС: *a* — диэлектрической постоянной $\varepsilon(P)$; *b* — длины ковалентной связи $d(P)$; *c* — ширины запрещенной зоны $E_g(P)$; *d* — параметра кристаллической решетки $a(P)$.

представляется единственно корректным способом верификации напряженного состояния.

Интегральная интенсивность пиков демонстрирует более сильные изменения, чем FWHM. Падение интенсивности от максимума к центральным зонам составляет 65–72 %. Такое сильное снижение невозможно объяснить одной только упругой деформацией; оно указывает на существенное уменьшение длины когерентного распространения фононов, вызванное появлением точечных дефектов и мелких дислокационных конфигураций, которые эффективно прерывают фазовую согласованность колебаний решетки на наномасштабе. Примечательно, что если классические дислокации ответственны в большей степени за формирование долгоживущих полей напряжений, то в вопросе снижения фононной когерентности превалирующую роль играют именно точечные дефекты — они и выступают триггером наблюдаемого падения интенсивности [33,34].

Ширина линии изменяется от 6.29 до 6.78 см$^{-1}$, т. е. увеличивается всего на 7–8 %, тогда как интегральная интенсивность и площадь пиков падают более чем на 60 %. Такое сочетание — слабое уширение при сильном снижении интенсивности — характерно для режимов, где увеличивается не столько неоднородность кристаллических напряжений, сколько вероятность рассеяния фононов на точечных дефектах, уменьшающих их путь когерентного распространения. В таких условиях форма линии остается близкой к исходной, однако ее амплитуда и площадь резко уменьшаются [35]. Это поведение хорошо согласуется с расчетами динамики фононного затухания в условиях умеренной дефектности кремния, где потеря когерентности доминирует над неоднородным уширением, а вклад дислокаций в изменение FWHM минимален из-за их низкой концентрации при ударной нагрузке ударной волны в 2 ГПа.

Комплексный анализ частоты, FWHM, интенсивности и площади спектральных линий подтверждает, что в исследуемой системе преобладают остаточные растягивающие напряжения. Доминирующий вклад в деградацию спектров КРС вносят точечные дефекты и короткие дислокационные конфигурации, уменьшающие фононную когерентность. Применение калибровочного параметра $\partial\omega/\partial P \approx 5.2\,\text{см}^{-1}$/ГПа оправдано как экспериментально, так и методически, поскольку уровни деформации и характер дефектов соответствуют области, в которой частотный сдвиг LO-фонона линейно связан с эквивалентным давлением. Наблюдаемые спектральные изменения согласуются с физической картиной остаточной дефектно-напряженной структуры после ударной волны и подтверждают корректность выбранного подхода к интерпретации деформации и дефектности на основе спектров КРС.

Наблюдаемая чувствительность ширины запрещенной зоны и диэлектрической проницаемости к механическому воздействию может быть использована при создании высокочувствительных тензофотонных сенсоров [36], основанных на мониторинге спектров КРС состояния материала в реальном времени. Изменение параметра решетки и колебательных мод под действием импульсных волн указывает на возможность разработки ударостойчивых световодов и интегрально-оптических структур с управляемыми дисперсионными характеристиками. Выявленные закономерности позволяют оптимизировать конструкции силовых полупроводниковых элементов, в которых механические напряжения играют критическую роль в долговечности и стабильности работы.

Применение модифицированной модели Варшни в сочетании с КРС может стать основой для неразрушающей диагностики ресурсных характеристик устройств нового поколения, функционирующих в условиях экстремальных нагрузок. Такие подходы особенно перспективны для систем лазерной обработки, высокоскоростной электроники и фотоники, где требуются материалы с предсказуемым поведением при импульсных воздействиях.

6. Заключение

Проведенный анализ показал, что комбинация КРС и модели Варшни представляют собой информативный инструмент для диагностики ударно-волновых изменений в кремнии. Экспериментально зафиксирован сдвиг LO-фононной моды на $1.35-1.45\,\text{см}^{-1}$ в область меньших частот и умеренное увеличение ширины спектральной линии на 7–8%. Интегральная интенсивность пиков при этом снижается на 65–72%, что отражает влияние возникающих точечных дефектов. Несмотря на динамический характер процесса, изменение свойств подчиняется линейным зависимостям. Эти результаты согласуются с модельными прогнозами уменьшения ширины запрещенной зоны, роста диэлектрической проницаемости и увеличения параметра решетки, демонстрируя потенциал метода для анализа материалов в условиях импульсных нагрузок и для оценки ресурса полупроводников без разрушения образца.

Финансирование работы

Исследование выполнено при поддержке государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, шифр проекта FSSS-2026-0009.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] D. Naumenko, V. Snitka, M. Duch, N. Torras, J. Esteve. Microelectron. Eng., **98**, 488 (2012). DOI: 10.1016/j.mee.2012.07.089
[2] Y. Zhang. Opt. Express, **29** (12), 18923 (2021). DOI: 10.1364/OE.427845
[3] S. Meier. *Resonant Raman spectroscopy of semiconductor structures*, Diss. (Regensburg, Univ. Regensburg, 2022).
[4] S.X. Hu, B. Militzer, L.A. Collins, K.P. Driver, J.D. Kress. Phys. Rev. B, **94**, 094109 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevB.94.094109
[5] O. Strickson, E. Artacho. J. Phys.: Condens. Matter, **27**, 305401 (2015). DOI: 10.1088/0953-8984/27/30/305401
[6] A. Higginbotham, P.G. Stubley, A.J. Comley, J.H. Eggert, J.M. Foster, D.H. Kalantar, D. McGonegle, S. Patel, L.J. Peacock, S.D. Rothman, R.F. Smith, M.J. Suggit, J.S. Wark. Sci. Rep., **6**, 24211 (2016). DOI: 10.1038/srep24211
[7] S. Pandolfi, S.B. Brown, P.G. Stubley, A. Higginbotham, C.A. Bolme, H.J. Lee, B. Nagler, E. Galtier, R.L. Sandberg, W. Yang, W.L. Mao, J.S. Wark, A.E. Gleason. Nature Commun., **13**, 5535 (2022). DOI: 10.1038/s41467-022-33220-0
[8] S. Sun. J. Phys. D: Appl. Phys., **46**, 135301 (2013). DOI: 10.1088/0022-3727/46/13/135301
[9] S. Utamuradova. Materials Today Proceedings, **69**, 378 (2023). DOI: 10.1016/j.matpr.2023.03.456
[10] X. Wang. Progr. Mater. Sci., **125**, 100128 (2022). DOI: 10.1016/j.pmatsci.2021.100128
[11] J. Geurts. Phys. Status Solidi B, **252**, 1770 (2015). DOI: 10.1002/pssb.201552312
[12] P.K. Sarswat, S.K. Pandey. Comput. Mater. Sci., **51**, 7 (2011). DOI: 10.1016/j.commatsci.2011.05.033
[13] M. Ji, X. Guo, L. Chen. J. Appl. Phys., **122** (8), 085702 (2017). DOI: 10.1063/1.4999645
[14] R. Pässler. Phys. Status Solidi B, **248**, 1517 (2011). DOI: 10.1002/pssb.201046424
[15] K. Ghosh, A. Singha. IEEE Trans. Electron Dev., **63** (4), 1657 (2016). DOI: 10.1109/TED.2016.2529302
[16] N. Singh. Solid-State Electron., **152**, 9 (2019). DOI: 10.1016/j.sse.2018.11.004
[17] N. Ovsyuk, S. Lyapin. Appl. Phys. Lett., **116** (6), 062103 (2020). DOI: 10.1063/1.5134768

[18] S. Zhao, E.N. Hahn, B. Kad, B.A. Remington, C.E. Wehrenberg, E.M. Bringa, M.A. Meyers. Acta Mater., **103**, 519 (2016). DOI: 10.1016/j.actamat.2015.09.022
[19] M. Afshar, J. Walia, P. Berini, F. Variola, R. Bhardwaj. J. Raman Spectrosc., **51** (9), 1732 (2020). DOI: 10.1002/jrs.5932
[20] M. Bowden, D.J. Gardiner, D. Wood. J. Micromech. Microeng., **11** (1), 7 (2001). DOI: 10.1088/0960-1317/11/1/302
[21] C. Wang, G.-Y. Wang, H.-M. Zhang, J.-J. Song, C.-D. Yang, Y.-F. Mao, Y.-M. Li, H.-Y. Hu, R.-X. Xuan. Acta Phys. Sin., **61** (4), 047203 (2012). DOI: 10.7498/aps.61.047203
[22] K.-D. Liss, T. d'Almeida, M. Kaiser, R. Hock, A. Magerl, J.F. Eloy. J. Appl. Phys., **106** (4), 044914 (2009). DOI: 10.1063/1.3204968
[23] Hiroaki Kishimura, Hitoshi Matsumoto. J. Appl. Phys., **103** (2), 023505 (2008). https://doi.org/10.1063/1.2830805
[24] E. Anastassakis, A. Cantarero, M. Cardona. Phys. Rev. B, **41**, 7529 (1990). DOI: 10.1103/PhysRevB.41.7529
[25] Z. Li, P. Graziosi, N. Neophytos. Phys. Rev. B, **104**, 195201 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.104.195201
[26] Y.P. Varshni. Physica, **34** (1), 149 (1967). DOI: 10.1016/0031-8914(67)90062-6
[27] G.A. Samara. Phys. Rev. B, **27**, 3494 (1983). DOI: 10.1103/PhysRevB.27.3494
[28] M. Kadlečíková, L'. Vančo, J. Breza, M. Mikolášek, K. Hušeková, K. Fröhlich, P. Procel, M. Zeman, O. Isabella. Optik, **257**, 168869 (2022). DOI: 10.1016/j.ijleo.2022.168869
[29] Y. Sano, K. Oguchi, K. Tsuji, T. Ikeuchi, M. Tagawa. Opt. Express, **33**, 41824 (2025). DOI: 10.1364/OE.571558
[30] V.V. Emtsev, V.V. Toporov, G.A. Oganesyan, A.A. Lebedev, D.S. Poloskin. Physica B, **684**, 415949 (2024). DOI: 10.1016/j.physb.2024.415949
[31] N. Roisin, M.S. Colla, J.P. Raskin, D. Flandre. J. Mater. Sci.: Mater. Electron., **34**, 373 (2023). DOI: 10.1007/s10854-022-09769-3.
[32] S. Wang, Y. Zhang. Coatings, **13**, 793 (2023). DOI: 10.3390/coatings13040793
[33] O.V. Rambadey, M. Gupta, A. Kumar, P.R. Sagdeo. J. Appl. Phys., **133**, 131101 (2023). DOI: 10.1063/5.0145442
[34] B. Liu, J. Kelsall, D.J. Ward, A.P. Jardine. Phys. Rev. Lett., **132**, 056202 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevLett.132.056202
[35] A. Dhiman, N.S. Lewis, T. Dillard, V. Tomar. In: *Mechanical Raman Spectroscopy: Fundamentals and Applications* (Elsevier, 2021). DOI: 10.1016/B978-0-12-818278-3.00001-X
[36] C. Schriever, C. Bohley, J. Schilling, R. Wehrspohn. Materials, **5**, 889 (2012). DOI: 10.3390/ma5050889

Редактор Г.А. Оганесян

Application of the Varshni model and Raman spectroscopy for the analysis of shock effects in semiconductors

E.Kh. Khamzin, S.A. Nefedov, D.N. Artemyev

Samara National Research University,
443086 Samara, Russia

Abstract The application of the Varshni model in combination with Raman spectroscopy to study changes in the electrical properties of semiconductor wafers under impact loading is considered using the example of *p*-type single-crystal silicon doped with boron (resistance $10\,\Omega \cdot$ cm). Raman spectroscopy serves as an efficient tool for monitoring crystal lattice modifications, providing an indirect estimation of variations in the band gap, dielectric permittivity, lattice parameter, and covalent bond length. A methodology for recording Raman spectra and interpreting experimental data within the Varshni model framework is described. Relationships established between vibrational frequencies and physical parameters of the material demonstrate band gap narrowing, an increase in dielectric permittivity, and an expansion of interatomic distances under shock-wave mechanical loading. The observed regularities highlight the potential of tuning semiconductor parameters for photonic, power, and sensor applications. Furthermore, the results confirm the effectiveness of combining Raman spectroscopy with the Varshni model for structural change analysis without relying on resource-intensive numerical simulations.