

Об акустоэлектронном механизме кристаллографической ориентации неполного электрического пробоя

© В.В. Паращук, К.И. Русаков*

Институт физики Национальной академии наук Белоруссии,
220072 Минск, Белоруссия

* Брестский государственный технический университет,
224017, Брест, Белоруссия

E-mail: v_shchuka@rambler.ru, k.rusakou@tut.by

(Поступила в Редакцию 27 июня 2005 г.)

Проанализирован вклад акустоэлектронного взаимодействия в развитие стримерных разрядов для модельной среды — кристаллов CdS — и установлены закономерности анизотропии эффекта фокусировки неравновесных фононов, вытекающие из исследования поверхностей рефракции шестого порядка и обуславливающие детерминированность (привязку) отдельных фононных мод к ориентации стримеров разного типа. Показана необходимость учета при этом нелинейных эффектов, в первую очередь влияния сильного электрического поля, точности измерения используемых в расчете данных и влияния на них различных внешних факторов, а также анализа более информативных поверхностей лучевых скоростей.

PACS: 72.50.+b, 43.50.+d

К настоящему времени продолжает обсуждаться природа стримерного разряда в твердых телах, в частности механизм его кристаллографической направленности. Среди многих заслуживающих внимания идей, позволяющих объяснить основные свойства разрядов в полупроводниках и диэлектриках, является гипотеза Л.А. Чернозатонского [1], основанная на представлении о формировании области сильного электрического поля стримера в направлении фокусировки неравновесных акустических фононов (струйного потока генерируемых фононов).

Предсказываемые направления разрядов, согласно [1], совпадают с экспериментально полученными для щелочно-галогидных кристаллов и ряда полупроводников, кроме того, из теории следует зависимость ориентации стримеров от температуры, напряженности электрического поля, давления и некоторых других факторов [2]. В гексагональных кристаллах CdS (модельный объект) теория предсказала возможность распространения (локализации) разрядов в плоскостях типа {1210} в соответствии с данными для тонких пластинчатых образцов, вырезанных в одноименной плоскости [3] (в объемном монокристалле стримеры распространяются в плоскостях {1010}). Это послужило поводом считать полученные экспериментальные и теоретические результаты некорректными [4]. Однако впоследствии подобные разряды были зарегистрированы и в тонких пластинчатых (квазидвухмерных) монокристаллах, выращенных в указанной плоскости {1210} [5], т.е. в более совершенных образцах, а обнаруженный эффект получил название размерного [6]. В этой связи анализ роли акустоэлектронного взаимодействия в формировании стримерного разряда в полупроводниках и твердых диэлектриках остается актуальной задачей, требующей дальнейшего развития.

Проверка идеи [1] применительно к различным кристаллам привела из-за отсутствия необходимых сведений

о свойствах кристаллов в сильных электрических полях (см. работу [4] и ссылки в ней) к неоднозначности вытекающих из теории следствий. По этой и указанным ниже причинам в отношении кристаллов сульфида кадмия, для которых свойства неразрушающих стримерных разрядов изучены в наибольшей степени, данная проверка не может претендовать на полноту.

Примечательно, что уже в линейном приближении, т.е. без учета влияния сильного электрического поля, получено хорошее в целом совпадение направлений стримерных разрядов с пьезоэлектрически активными направлениями инфинитного концентрирования поперечных акустических фононов [4]. Однако ряд сделанных допущений, правомочность которых обсуждается далее, привел к противоречивости в интерпретации детерминированности („привязки“) отдельных фононных мод к формированию того или иного типа стримеров. Соответствующий анализ выполнен недостаточно полно вследствие упрощенного подхода, без учета влияния погрешности измерения экспериментальных данных, даже если они использованы из одного источника.

Методика расчета вероятных направлений фононной фокусировки θ_f в работе [4] основана на исследовании формы поверхностей рефракции $s(n)$, описываемых уравнениями 4-й и 2-й степени (упрощенный вариант), тогда как последние являются поверхностями 6-го порядка [7]. Для сравнения на рис. 1 показаны соответствующие сечения поверхностей $s(n)$ плоскостью XZ, описываемых уравнением 6-й степени, полученные в рамках приближения [4] и при прочих равных условиях. Видно, что обозначенные на нем характерные точки типа D являются не точками пересечения кривых, как это следует из рис. 1 [4], а точками их касания (излома). В результате возникают особенности фокусировки, рассмотренные далее.

В методической части ошибочно указывается отрицательное значение используемого коэффициента e_{33} пьезомодуля. Для этого случая на рис. 2 показаны сечения поверхностей рефракции, полученные по аналогии с [4]; для простоты рассматривается первая четверть сечения. Заметная разница в положении точек нулевой кривизны (светлые кружки) по сравнению со случаем положительных значений этого же коэффициента для быстрой поперечной (FTA) моды приводит к различию направлений θ_f в $1-4^\circ$ (45.6 и 47.3° вместо рассчитанных 41.4 и 46.4°). С учетом этого и литературных данных этот результат, по-видимому, следует рассматривать как ошибочный.

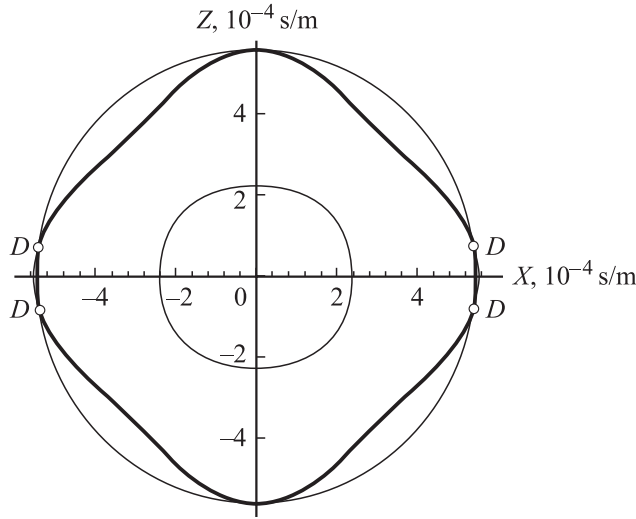


Рис. 1. Вид сечений поверхностей рефракции 6-го порядка для сульфида кадмия; D — точки касания (излома) кривых.

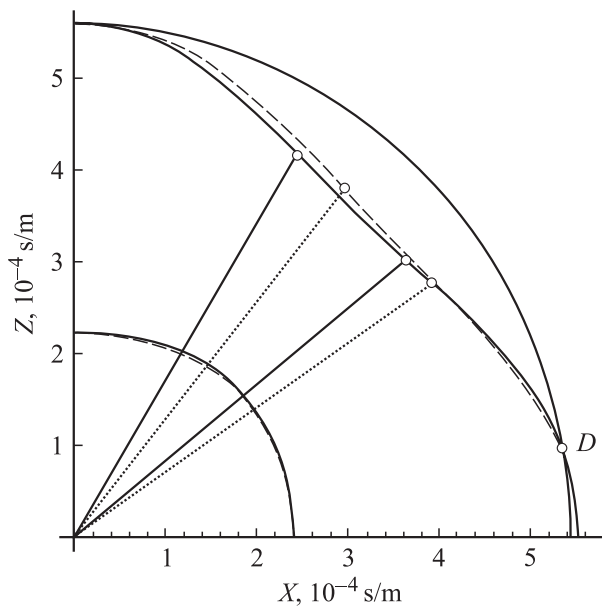


Рис. 2. Сечения поверхностей рефракции кристаллов CdS в условиях линейного пьезоэлектрического эффекта при положительных (сплошные кривые) и отрицательных (штриховые) значения коэффициента e_{33} .

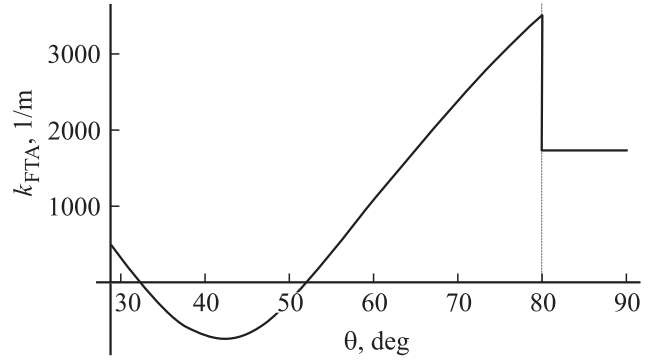


Рис. 3. Угловое распределение кривизны сечения поверхности рефракции 6-го порядка для FTA моды.

Анализ углового распределения кривизны $k(\theta)$ сечения поверхностей рефракции 6-го порядка (рис. 3) указывает на существование помимо двух отмеченных точек нулевой кривизны в случае FTA моды особенности в области точек типа D с $\theta_D \approx 80.0^\circ$ для FTA и STA поверхностей. Соответствующие точки характеризуются сингулярностью второго рода [2] и обуславливают „неинфинитное“ концентрирование в направлениях $\theta_f \approx 69.0$ и 80.8° для обеих поперечных акустических мод, а не только для медленной моды, как следует из данных выполненной проверки.

Полученный результат свидетельствует о необходимости дополнительного обоснования вклада различных фоновых мод в развитие стримерных разрядов того или иного типа и в этом смысле согласуется с выводами работы [4]. Однако соответствующие оценки в упомянутой работе выполнены при двух допущениях — в предположении изотропии электрической прочности кристалла E_0 и существования различия пороговых амплитуд U_i возбуждающих импульсов напряжения для стримеров разного типа при комнатной температуре, хотя по данным первоисточника [8] заметное различие порогов (в 4–5 раз) имеет место только при низких температурах (77 К). Кроме того, отношение скорости роста прикладываемого напряжения dU/dt к электрической прочности E_0 , пропорциональное скорости сфокусированной в данном направлении фоновой моды, заменено пороговой величиной U_i . Однако в указанных условиях представляется более логичным сопоставить ее с величиной E_0 , обратно пропорциональной скорости распространения фоновых мод. В этом случае внутренняя противоречивость рассматриваемой модели снимается.

Подобным же образом в ряде работ (ссылки [3,4,7] в [4]) с учетом нелинейности первого порядка определен „полный набор“ направлений концентрирования энергии акустических фононов в некоторых других полупроводниках, диэлектриках и электрооптических кристаллах; в этих работах указывается точность расчета $\sim 0.1^\circ$ и утверждается, что выполнена „паспортизация“ соответствующих данных. Однако при этом не принята

во внимание сильная зависимость пьезоэлектрического эффекта и упругих констант от длины волны, температуры, качества кристалла. В частности, при изменении длины волны (300 К) в диапазоне $\lambda = 0.4\text{--}0.7\ \mu\text{м}$ пьезооптические коэффициенты для LiNbO_3 меняются в 3 раза (от 10^{14} до $3 \cdot 10^{14}\ \text{см}^2/\text{дин}$) [9]. Разброс данных различных авторов, например по коэффициенту ϵ_{11} , достигающий $\sim \pm 10\%$ [10–12], дает погрешность определения направлений фокусировки порядка 5° . В [4] исходные данные взяты из одного „вызывающего доверие“ источника [11], средняя точность измерения которых составляет около $\pm 1\%$, и использованы в несколько измененном (обработанном) виде также в пределах $\sim \pm 1\%$. Как показывает анализ, вносимая вследствие этого погрешность расчета θ_f соответствует примерно 1° , т. е. существенно выше заявляемой ($\approx 0.1^\circ$).

Следует отметить, что детальное исследование эффекта фононной фокусировки, по-видимому, не должно ограничиваться только изучением поверхностей рефракции — более информативным, как известно, является анализ поверхностей лучевых скоростей, описываемых уравнениями высоких степеней (до 150-й) [7]. В частности, в кубических и гексагональных кристаллах существуют направления, вдоль которых распространяется не 3, а 5 различных по скорости упругих волн (квазипродольная, поперечная и три квазипоперечных).

Как показывают расчеты, кристаллографическая ориентация стримерных разрядов с точностью не хуже $\pm(1\text{--}5)^\circ$ совпадает с пространственной анизотропией не только фононной фокусировки [1,4], но и с анизотропией других явления в полупроводниках и диэлектриках в сильных электрических полях. К таким явлениям относятся самоконцентрирование сильного электрического поля [13], взаимодействие электромагнитных волн видимого и микроволнового диапазонов [14], самовоздействие света в режиме автоканализирования [8] и химическое растворение кристаллов [13]. Кроме того, перечисленные явления одинаково чувствительны к воздействию тех же факторов, что и разряды: температуры, оптической подсветки, механического давления и некоторых других. Это свидетельствует о сложном характере изучаемого явления — стримерных разрядов — и подтверждает сделанное ранее предположение [15] о том, что данные разряды могут рассматриваться как самоорганизованные структуры. Вклад того или иного из названных процессов определяется внешними условиями и рассматриваемой средой и в целом дает представление о природе стримера, а поэтому требует учета при разработке его конкретной модели. В частности, в слабых (пороговых) электрических полях велика вероятность в условиях разряда процесса акустоэлектронного взаимодействия, а с ростом уровня возбуждения усиливается роль эффекта самоконцентрирования электрического поля и процессов взаимно-(само-)действия электромагнитных волн с преобладанием последних в широкозонных полупроводниках.

Список литературы

- [1] Л.А. Чернозатонский. Письма в ЖЭТФ **38**, 5, 225 (1983).
- [2] В.В. Новиков, В.И. Пустовойт, Л.А. Чернозатонский. Точные измерения в акустооптике и оптоэлектронике. ВНИИФТРИ, М. (1985). С. 40.
- [3] В.П. Грибковский, В.В. Парашук, Г.П. Яблонский. ФТП **11**, 4, 626 (1977).
- [4] В.В. Зубрицкий. ФГТ **38**, 1, 56 (1996).
- [5] А.А. Гладышук, А.Л. Гурский, В.В. Парашук, Г.П. Яблонский, В.П. Грибковский, С.А. Пендюр, О.Н. Таленский. ЖПС **17**, 6, 889 (1985).
- [6] В.П. Грибковский, А.Л. Гурский, В.В. Парашук, Г.П. Яблонский. Изв. АНБССР. Сер. физ.-мат. наук **6**, 61 (1986).
- [7] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. Наука, М. (1979). 639 с.
- [8] В.В. Парашук, В.П. Грибковский. Докл. АН Беларуси **41**, 1, 44 (1997).
- [9] С.А. Ахманов, Р.В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики (обзор). М. (1964); УФН **93**, 4, 633 (1967).
- [10] Акустические кристаллы / Под ред. М.П. Шаскольской. Наука, М. (1982). 632 с.
- [11] И.А. Даньков, Г.С. Падо, И.Б. Кобяков, В.В. Бердник. ФГТ **21**, 9, 2570 (1979); **24**, 12, 3613 (1982).
- [12] И.А. Даньков, Г.С. Падо, Л.П. Завьялова. Таблицы рекомендуемых справочных данных. Сульфид кадмия монокристаллический. Упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические свойства сульфида кадмия в диапазоне 4.2–300 К. ВНИЦГССД, М. (1982); РЖ. 8ЕД (1983).
- [13] Г.П. Яблонский, Е.В. Луценко. Препринт № 693. Ин-т физики АНБ, Минск (1994). 18 с.
- [14] В.П. Грибковский, А.Н. Прокопья, К.И. Русаков, В.В. Парашук. ЖПС **60**, 3–4, 362 (1994).
- [15] В.П. Грибковский. Докл. АНБССР **29**, 10, 896 (1985).