

Акустоэлектрический домен в пьезополупроводниках: зарождение и свойства

© В.М. Рысаков

Физический институт при Педагогическом университете,
76–200 Слупск, Польша

(Поступила в Редакцию 26 сентября 1996 г.)

Предлагается модель возникновения и развития акустоэлектрического домена в пьезополупроводниках при развитии акустической неустойчивости. Модель не только качественно объясняет все основные нетривиальные особенности развития домена, но и позволяет количественно оценить его параметры: амплитуду и длительность. Результаты оценок близки к экспериментальным данным, что свидетельствует о правильности модели.

1. Процесс развития акустической неустойчивости в пьезополупроводниках имеет ряд существенных особенностей [1–3], которые до сих пор не получили полного объяснения. Главными из них являются: 1) образование в обычных условиях короткого ($\sim 100 \mu\text{m}$) акустоэлектрического домена, в котором уровень акустических шумов и электрического поля значительно превосходит их уровень в остальном пространстве; 2) отсутствие домена при больших приложенных полях E_0 , когда надкритичность больше оптимальной ($\gamma > \gamma_{\text{opt}}$); 3) возникновение домена через инкубационное время τ_{inc} после подачи импульса поля, когда уровень тепловых шумов достигает уровня нелинейности, причем после зарождения домена интенсивность возрастает суперэкспоненциально с коэффициентом усиления, большим линейного, в диапазоне двух порядков; 4) в процессе нарастания амплитуды движется передний фронт домена, в то время как задний находится в одной и той же точке, и только после прекращения роста интенсивности, при выходе на уровень насыщения, домен как бы срывается с места и движется как целое со скоростью, близкой к скорости звука [4]; 5) в процессе нарастания амплитуды домена его средняя частота заполнения плавно изменяется, но не повышается за счет генерации гармоник, как можно было бы ожидать, а уменьшается примерно вдвое. Если, однако, область взаимодействия имеет вид тонкого канала (меньшего, чем радиус когерентности шумового потока), то сдвига не наблюдается; 6) в домене находится заметный избыточный электрический заряд.

В [1] была предложена упрощенная модель явления, основанная на рассмотрении локального взаимодействия электронов с пьезополем, которая качественно объясняла все эти особенности. В 1994 г. появилась работа [5], основанная на анализе дисперсионных соотношений, в которой предлагается иной механизм зарождения домена. Этот метод мало пригоден для анализа коротких импульсных процессов, и потому никакие другие особенности там объяснить не удалось. Представляется, что в этой модели исходные предположения не совсем точны, что ставит под сомнение всю картину. В то же время модель, предложенную в [1], удалось развить, в связи с чем имеет смысл еще раз вернуться к этой проблеме.

2. Акустическая неустойчивость развивается из затравочных тепловых шумов в образце. Уровень этих шумов в объеме образца постоянен, однако на границах образца, в приконтактной области, он несколько повышен. Причины данного явления состоят в неоднородности этой области, и механизм происхождения аналогичен механизму возникновения контактных электрических шумов. При подаче импульса тянущего поля прикатодные шумы могут несколько возрасти вследствие пьезоудара, однако они существуют и без него.

При подаче поля в образце возникает конвективная неустойчивость, и существовавший в тот момент случайный шумовой рельеф (с учетом частотной и угловой фильтрации за счет коэффициента усиления) начинает как целое (без изменения формы) сдвигаться вправо со скоростью звука и при этом возрастать по интенсивности с коэффициентом усиления g ("замороженная флуктуация"). Как уже было показано в [6], такой рост продолжается в диапазоне примерно шести порядков до тех пор, пока не начнут заметно проявляться нелинейные эффекты (рис. 1). Формально такое распределение действительно можно разбить на две области с движущейся границей, в одной из которых неустойчивость можно считать конвективной, а в другой — "абсолютной". Однако поскольку физически процесс везде конвективный и форма распределения связана исключительно с исходным распределенным источником, то такая формальная аналогия вряд ли может помочь прояснить физику процесса.

Через инкубационное время τ_{inc} (рис. 2) начальный уровень прикатодного шума (лишь незначительно превышающий тепловой уровень) достигает уровня начала нелинейности. Вследствие этого в короткой области повышенного шума из прикатодной области (рис. 2) электроны начинают захватываться пьезоямами, из-за чего проводимость этой затравочной области уменьшается. Подчеркнем, что шум с ограниченным (вследствие фильтрации коэффициентом усиления) спектром $\Delta\Omega$, сосредоточенным вблизи частоты максимального усиления Ω_0 , образует квазигармонический процесс с временем когерентности $\Delta\tau \approx 1/\Delta\Omega$ порядка нескольких периодов (что подтверждается, кстати, дифракцией Брэгга на таком шуме). С энергетической точки зрения пред-

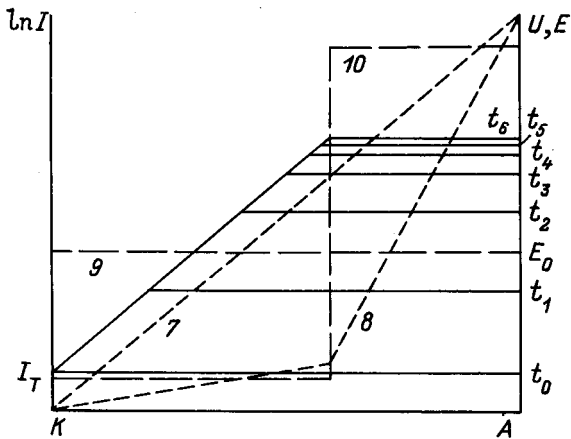


Рис. 1. Распределение по образцу интенсивности звука I (левая шкала) в моменты времени t_0-t_6 после включения импульса поля, без учета прикатодного шума (I_T — уровень теплового шума, t_1-t_3 — линейный режим, t_4-t_6 — нелинейный режим) и соответствующее распределение потенциала U (7, 8) (правая шкала) и поля E (2, 10) (правая шкала) в линейном (7, 9) и нелинейном (8, 10) режимах.

ставление такого квазигармонического шумового потока в виде чередующихся ям и горбов вполне правомерно, поскольку акустоэлектронное взаимодействие носит локальный характер [7]. Замена не вполне регулярно расположенных ям и горбов регулярными есть хорошее приближение, которое не может привести к существенным погрешностям. В частности, как известно, две близкие гармонические частоты образуют интерференционную картину, в которой ямы чередуются с горбами. Поэтому в режиме средней и глубокой нелинейности удобно говорить о захвате электронов потенциальными ямами, и лишь в режиме слабой нелинейности (который только и рассматривается в [5]) можно говорить о коллективном взаимодействии электронов с неравновесными фононами (точнее, с квазигармонической волной, образованной этими фононами), т. е. фактически о модуляции электронной плотности.

По мере уменьшения проводимости затравочной области начинается перераспределение приложенного электрического поля E_0 (рис. 2), которое возрастает в области затравки и уменьшается в остальной области. Это повышение поля в соответствии с расчетами Тиена [6] приводит, во-первых, к расширению линейного динамического диапазона и, во-вторых, к увеличению коэффициента усиления (при $\gamma < \gamma_{opt}$, если поле больше оптимального, усиление будет уменьшаться, затравка будет затухать и домен не образуется, что соответствует эксперименту). В результате начинается лавинообразный процесс возрастания амплитуды затравки и перераспределения поля, а также образование домена, причем поле вне домена стремится к пороговому E_{th} .

Подчеркнем, что в отсутствие затравочного пакета в образце существуют две протяженные области с разным полем: относительно большим в правой части и меньшим

в левой (рис. 1). На месте их стыка есть разрыв поля, но никакого локального повышения поля нет. Поэтому вряд ли можно считать правильным утверждение, что электрическое поле в окрестности $x = vt$ будет само по себе, без затравки, возрастать, "забирая" на себя электрическое поле из других частей. Затравка повышенной интенсивности шума — необходимое условие образования домена.

Однако даже правильного указания причины зарождения домена недостаточно. Всякая заслуживающая объяснения модель должна объяснить все или по крайней мере большую часть отмеченных выше свойств домена. Численные оценки, проведенные с использованием результатов работы Тиена [6], показывают, что перераспределением поля можно объяснить возрастание затравки примерно на порядок. Поскольку экспериментально суперэкспоненциальный рост до уровня насыщения наблюдается в диапазоне двух порядков, необходимо ука-

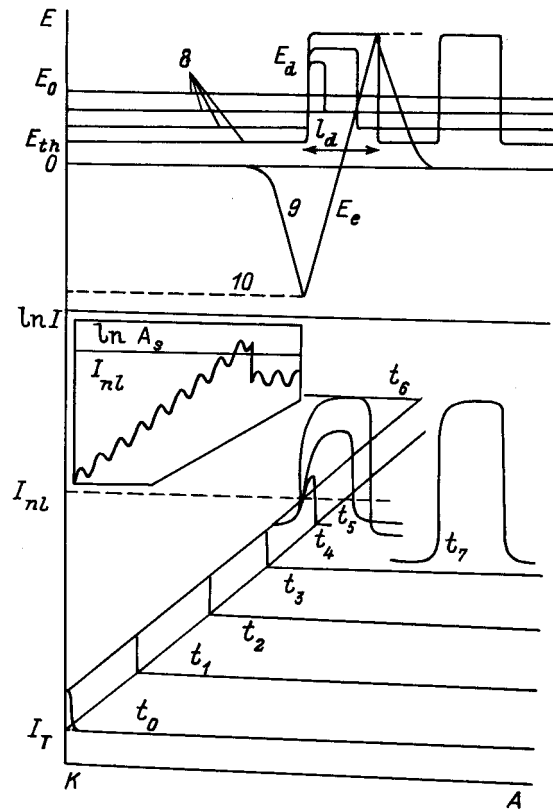


Рис. 2. Распределение акустического потока по образцу с учетом прикатодного шума (t_0 — начальное распределение шума, t_1-t_3 — линейный режим, t_4-t_7 — нелинейный режим) и соответствующее распределение тянущего поля (8) (E_{th} — пороговое поле) и усредненного поля дополнительных электронов в домене E_e в момент завершения формирования домена с учетом (9) и без учета (10) дебаевского экранирования. На врезке — схематическое представление распределения по образцу квазимонохроматического шумового потока A_s , для простоты изображенного монохроматическим, в момент достижения первым периодом прикатодного шума уровня нелинейности и образование затравки домена.

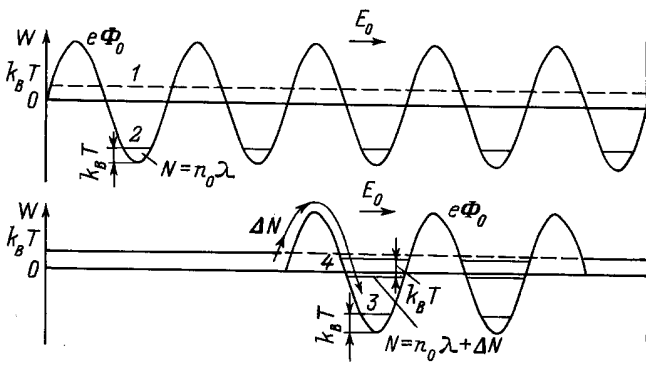


Рис. 3. Распределение электронов по энергии W без акустического потока (1), при акустическом потоке среднего уровня нелинейности ($k_B T < e\Phi < 4k_B T$, Φ — пьезопотенциал, e — заряд электрона) для равномерного распределения потока по образцу (2) и короткого импульса без учета уменьшения глубины потенциальной ямы зарядом дополнительных электронов (3) и с учетом подъема дна зоны зарядом дополнительных электронов (4).

зять еще какую-то физическую причину дополнительного роста интенсивности.

Этой причиной является перераспределение электронов. Как ясно из физики процесса и непосредственно следует из энергетического подхода к анализу процесса усиления [7], локальный коэффициент усиления каждого периода акустического пакета прямо зависит от количества электронов, локализованных в этом периоде, и от сдвига фаз между ними. Поэтому только рассмотрение локального взаимодействия может помочь объяснить процессы в столь коротких импульсах (порядка одного периода) (рис. 2) в режиме средней нелинейности.

В линейном режиме амплитуда волны электронной плотности отслеживает амплитуду акустической волны, обеспечивая (на частоте максимального усиления) оптимальную степень экранирования пьезозарядов волны на уровне ~ 0.67 . В нелинейном режиме, когда уже все свободные электроны будут сгруппированы в сгустки, степень экранирования будет меньше оптимальной (рис. 3). Если амплитуда волны постоянна по длине кристалла (как в модели Тиена), то дополнительным электронам для достижения оптимального экранирования взяться неоткуда, и именно поэтому в нелинейном режиме усиление уменьшается. Однако если амплитуда велика только в узкой области образца, в зародыше домена, то ситуация меняется. Сильные нескомпенсированные положительные пьезозаряды в потенциальных ямах притягивают к себе электроны из областей с малой интенсивностью звука (рис. 3), и потому в затравочной области повышенной интенсивности возрастает электронная плотность. Поскольку длина этой области мала относительно длины всего образца, это не приведет к заметному истощению. В то же время дополнительные электроны в ямах обеспечат дополнительное усиление начала затравочного пакета.

Дополнительные электроны могут попадать в потенциальную яму до тех пор, пока их кинетической энергии будет достаточно для преодоления потенциального горба. В первом приближении можно считать, что пока высота горба $e\Phi$ не превосходит тепловую энергию электрона $4k_B T$, электроны еще могут попадать в потенциальную яму, а при $e\Phi > 4k_B T$ приток электронов в яму прекратится. Соответственно в яме число электронов будет примерно в 3–4 раза больше, чем при равномерном распределении, и во столько же раз возрастет амплитуда волны [7]. Таким образом, совместное влияние перераспределения поля и электронов приводит к повышению интенсивности соответствующей волны звука на два порядка, что соответствует эксперименту.

Как видно из изложенного, процесс образования домена начинается тогда, когда первый период области повышенного шума достигает уровня начала нелинейности (рис. 2). Тянущее электрическое поле на нем возрастает, он получает свою долю добавочных электронов, после чего приток их прекращается и продолжается движение этого периода вперед с одновременным ростом по интенсивности в диапазоне двух порядков. В это время следующий период затравки достигает уровня нелинейности, и с ним происходит то же самое и т.д. Таким образом, образование домена из затравки происходит так, что его передний фронт движется со скоростью звука, а задний неподвижен: он находится в том месте, где уровень прикатодного шума достигает уровня нелинейности.

Добавочные электроны в пьезоэлементах создают также статическое электрическое поле E_e , которое слева от домена направлено против тянущего поля, а справа — суммируется с ним (рис. 3). Однако, поскольку длина волны колебаний невелика, повышение числа электронов в одной потенциальной яме в 3–4 раза не приводит к существенному влиянию на внешнее тянущее поле. По мере увеличения числа периодов с повышенным числом электронов их суммарное поле достигает внешнего тянущего поля и компенсирует его. Тогда добавочные электроны уже не смогут попасть в очередную потенциальную яму затравки. Образование домена прекращается, задняя граница тоже начинает двигаться со скоростью звука, т.е. уже весь домен движется как целое, стремясь по амплитуде к уровню своего насыщения. Такая картина полностью совпадает с экспериментально наблюдаемой.

Более того, такое рассмотрение дает возможность теоретически оценить длину домена. Если в домене длиной l_d находятся N периодов с длиной волны λ , в каждом из которых число электронов повышено по сравнению с равновесным λn_0 в 3–4 раза (n_0 — концентрация), то суммарное поле такого заряда Q есть

$$E_e = 2Q/\epsilon = 8n_0 \lambda e N / \epsilon = 8n_0 e l_d / \epsilon.$$

В соответствии со сказанным, оно должно быть равно тянущему электрическому полю в домене, примерно равному $E_d = U/l_d$, где U — полная амплитуда импульса напряжения, приложенного к образцу. Решая совместно

эти два уравнения, определяем длину домена

$$l_d = \sqrt{\varepsilon U / 8n_0 e}.$$

Для обычных условий ($\varepsilon \approx 9\varepsilon_0$, $n_0 \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $U \approx 3 \cdot 10^3 \text{ V}$) это дает $l_d \approx 100 \mu\text{m}$. Учитывая грубость оценок, в частности использование линейно-ломаных аппроксимаций, совпадение следует признать удивительно хорошим. Количественных измерений зависимости длины домена от n_0 и U пока не произведено, но качественно известно, что длина домена возрастает с повышением поля и уменьшается с повышением концентрации носителей, что соответствует формуле.

Отметим, что структура формулы близка к структуре формулы домена Гана, хотя и получена совсем из других соображений.

Для объяснения сдвига спектра в область субгармоники для толстых образцов и неизменности его для образцов с областью взаимодействия в виде тонкого канала необходимо рассматривать поперечную некогерентность потока. В [1] было показано, что возможное в такой ситуации "змейковое" движение электронов в области средней нелинейности может привести к понижению средней эффективной частоты шумового потока примерно в 2 раза. Однако этот процесс еще нуждается в дальнейшем анализе.

3. Таким образом, в настоящей работе показано, что принципиально важен учет локального взаимодействия электронов с пьезополем акустической волны. Основанная на этом модель зарождения домена из затравки и его роста с учетом перераспределения как поля, так и заряда позволила не только качественно объяснить все основные особенности его развития, но и впервые оценить численно его основные параметры: амплитуду и длительность. Результаты оценок очень близки к экспериментальным значениям. Для окончательного решения вопроса об акустоэлектрическом домене необходимо построение на этой основе теории, что представляет собой трудную задачу нахождения решения в области средней нелинейности в трехмерном случае.

Список литературы

- [1] В.М. Рысаков. УФН **161**, 12, 1 (1991).
- [2] N.I. Meyer, M.H. Jorgenson. Festkörperprobleme **10**, 21 (1970).
- [3] H. Kuzmany. Phys. Stat. Sol. (a) **25**, 1, 9 (1974).
- [4] В.М. Рысаков. Письма в ЖТФ **16**, 13, 56 (1990).
- [5] Ю.В. Гуляев, В.И. Пустовойт. ЖЭТФ **104**, 4, 3457 (1993).
- [6] P.K. Tien. Phys. Rev. **171**, 3, 970 (1968).
- [7] В.М. Рысаков. Акуст. журн. **36**, 6, 180 (1990).