

УДК 621.315.592

© 1990

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДОМЕНА В УСЛОВИЯХ АКУСТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

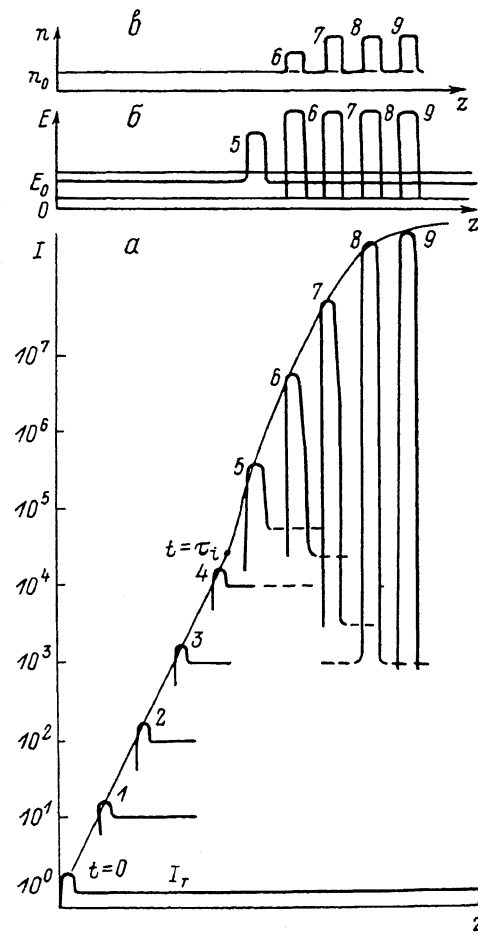
В. М. Рысаков

Отмечено, что причины образования акустоэлектрического домена (АЭД) и особенности его развития до сих пор еще не поняты. Для объяснения экспоненциального или даже суперэкспоненциального роста интенсивности АЭД в нелинейном режиме предлагается учесть перераспределение как поля, так и заряда. Перераспределение поля, во-первых, увеличивает коэффициент усиления в домене, во-вторых, расширяет динамический диапазон, чем препятствует уменьшению коэффициента усиления за счет нелинейных эффектов. Перераспределение зарядов повышает концентрацию в домене примерно на порядок, тем самым условия экранирования приближаются к оптимальным, а эффективное число взаимодействующих электронов увеличивается. Совместное влияние перераспределения поля и перераспределения заряда увеличивает линейный диапазон приблизительно на два порядка, что соответствует эксперименту. Объяснение смещения спектра в область первой субгармоники общепринято производить одномерными взаимодействиями типа параметрических. Однако ряд экспериментов противоречит этому. Предлагается новый механизм, основанный на учете поперечной некогерентности потока. В нелинейном режиме продольная подвижность электронов ограничена из-за захвата пьезопотенциалом акустической волны, однако поперечная не изменена и из-за отсутствия поперечной когерентности в волне электроны могут совершать «змейковое» движение в волне, оглябая горбы пьезопотенциала. Такое движение ведет к эффективному понижению средней частоты и когерентизации потока, что соответствует экспериментам.

При развитии акустической неустойчивости в пьезополупроводниках за счет акустоэлектронного взаимодействия при достаточно больших надкритичностях образуется движущийся акустоэлектрический домен (АЭД) вместо ожидаемого из теории равномерного усиления распределенных тепловых затравочных шумов. Этот домен представляет собой короткий интенсивный пакет акустических колебаний, на котором происходит практически все падение приложенного потенциала, а его скорость близка к скорости звука. Причина образования домена и многие его свойства до сих пор не ясны. Наиболее удивительны следующие его особенности: домен — явно нелинейное образование (о чем свидетельствует, в частности, то, что он начинает регистрироваться в момент начала спада тока, т. е. уже при заметном захвате электронов пьезополем акустической волны), однако его интенсивность экспоненциально или даже суперэкспоненциально нарастает в диапазоне около двух порядков со средним коэффициентом усиления, не меньшим линейного. Далее в момент зарождения домена его спектр близок к предсказываемому линейной теорией, но по мере его развития плавно сдвигается вниз, и после выхода интенсивности на уровень насыщения максимум спектра стабилизируется в районе первой субгармоники. Кроме того, в домене наблюдается значительный избыточный заряд, причины возникновения которого не ясны.

В настоящей работе на основе анализа имеющихся экспериментальных данных предлагаются два новых механизма, которые, по всей видимости, могут объяснить особенности развития домена [1]. В момент включения импульса поля в прикатодной области образуется затравочный акустический пакет, интенсивность которого в эффективной полосе усиления незначительно превосходит уровень тепловых шумов, о чем свидетельствует

близость величины инкубационного времени домена к значению, полученному теоретически для тепловых шумов. В линейной области они усиливаются независимо (рис. 1), и домен из затравочного пакета образуется лишь тогда, когда его интенсивность достигает уровня $e\Phi \approx 0.3 k_B T$, где Φ — амплитуда пьезопотенциала, e — заряд электрона, k_B — постоянная Больцмана. С этого момента захват электронов доменов приводит к уменьшению локальной проводимости и перераспределению поля. До сих пор обычно считалось, что объяснить возникновение домена можно тем, что это перераспределение поля повышает коэффициент линейного



усиления в домене. Однако при этом упускалось из виду, что режим уже стал нелинейным и нелинейные процессы, уменьшая коэффициент усиления [2], могут полностью компенсировать рост линейного усиления. Поэтому такое объяснение недостаточно и необходимо еще учесть влияние перераспределения поля на динамический диапазон. Только учет этих двух факторов может позволить судить о влиянии перераспределения поля на возникновение домена. Такой анализ до сих пор не проведен, поэтому приведем его в этой работе. Поскольку весь процесс образования домена из затравки происходит в районе $e\Phi \approx k_B T$, то анализ придется провести численными методами.

Решение задачи основывается на результатах работы [2], где числен-

Рис. 1. Пространственно-временное распределение акустической интенсивности, образованной тепловыми шумами и затравочным пакетом (а), электрического поля (б) и электрического заряда (в). Домен из пакета образуется через инкубационное время τ_{inc} .

ными методами проведен анализ процесса усиления непрерывной волны, имеющей постоянную амплитуду во всем образце. Если же считать, что в образце длиной L имеется затравочный пакет l , то в этой области эффективная проводимость уменьшается и становится равной (в обозначениях работы [2])

$$\sigma_s = \sigma_0 \frac{y_0}{y} \left[1 - \frac{(1 - 1/y) r}{\gamma_0 p} \right],$$

где $r = 2(1 - j_{нас}/j_{лин})/X\gamma_0$ — нормированный фактор насыщения тока; $p = 2\gamma/\gamma_0 X$ — нормированная надкритичность; $X = \Omega/\Omega_0$ — нормированная расстройка; $y = \gamma + 1$; $y_0 = \gamma_n + 1 = E_0/E_n$; γ_0, Ω_0 — оптимальная надкритичность и частота максимального усиления. С учетом такого изменения проводимости легко найти закон изменения поля в области пакета. Не приводя общего громоздкого выражения, напишем решение сразу для практически интересного случая $Lr/lp \gg 1$

$$E_s = E_0 Lr/lp.$$

Знание этого изменения поля в пакете позволяет на основе графиков [2] для непрерывного сигнала произвести численные расчеты полного (с учетом нелинейных эффектов) изменения коэффициента усиления (рис. 2); точность расчетов $\sim 20\%$. Отчетливо видно, что в режиме средней нелинейности коэффициент усиления действительно превосходит линейный, причем динамический диапазон, где это имеет место, в характерном случае в несколько раз по амплитуде, т. е. на порядок или немного более по мощности, превосходит линейный участок.

Таким образом, учет влияния перераспределения поля не только на линейный коэффициент усиления, но и на динамический диапазон позволяет объяснить образование домена из затравочного пакета и его суперэкспоненциальный рост в диапазоне около одного порядка. Однако экспериментально быстрый рост домена наблюдается в диапазоне около двух порядков, что требует дополнительного объяснения.

Одним из возможных механизмов, объясняющих этот рост, является накопление в нем избыточного количества электронов. Экспериментально такое накопление было обнаружено в ряде работ [3, 4], однако ни причины такого накопления, ни роль этого заряда в процессе развития домена выяснены

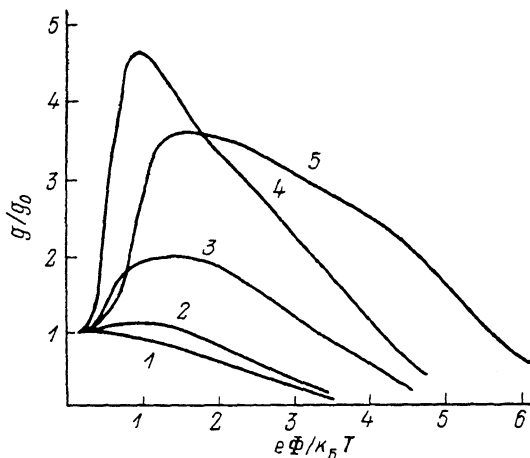


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления в домене от приведенной интенсивности $e\Phi/k_B T$ при различных надкритичностях $\beta = \gamma/\gamma_0$ и соотношениях длины домена и образца $x = l/L$.

x, β : 1 — 1, 0.5; 2 — 0.02, 0.5; 3 — 0.02, 0.2; 4 — 0.02, 0.1; 5 — 0.1, 0.1.

не были. Величина заряда составляет величину порядка процентов от общего числа электронов в кристалле (с учетом того, что в экспериментах расстояние между зондами на порядок превосходило дебаевский радиус экранирования), что соответствует повышению концентрации электронов в домене в несколько раз. Очевидно, что такое превышение возможно только потому, что длина домена мала по сравнению с длиной образца (порядка 10^{-2}). Ясна и причина накопления заряда: недостаток локальных электронов для оптимальной экранировки поля пьезозарядов в режиме средней и большой нелинейности и возможность их подтекания из остальной части образца, где они не захвачены пьезополем. В глубоких потенциальных ямах (при большой интенсивности в домене) может удерживаться много избыточных электронов, однако их попаданию в яму препятствуют два процесса: 1) горбы пьезопотенциала, окружающие яму (когда их величина превзойдет (3—4) $k_B T$, то электроны не смогут попасть в яму); 2) поскольку пьезозаряды не создают внешнего электрического поля, акустический пакет в пьезополупроводнике электрически нейтрален, препятствовать накоплению электронов в яме будет кулоновское поле уже попавших туда электронов. Однако, пока поле избыточного заряда не превзойдет внешнего тянущего поля в домене, электроны могут попадать в яму и накапливаться в ней вблизи дна.

Из сказанного ясно, что в каждом периоде частоты заполнения избыточный заряд может в 3—4 раза превосходить равновесное значение, что должно привести к расширению динамического диапазона (по интенсивности) еще примерно на порядок. Второе же условие определяет полную возможную длину домена. Несложные расчеты показывают, что при сделанных предположениях эта длина определяется выражением

$$l = \sqrt{\varepsilon U / 4en_0},$$

где U — приложенная к образцу разность потенциалов, n_0 — равновесная концентрация электронов, ε — диэлектрическая проницаемость. До сих пор не существовало теоретической оценки длины домена. Полученное выражение не только качественно правильно описывает зависимость длины от концентрации и поля, но и количественно предсказываемая длина оказывается близкой к экспериментальному значению (для CdS порядка 100 мкм).

Таким образом, даже грубый учет роли избыточного заряда позволил объяснить быстрый рост интенсивности домена в диапазоне двух порядков и его длину. Это свидетельствует о правильности положенного в основу модели механизма и показывает необходимость развития более строгой его теории.

Рассмотрим теперь процесс смещения спектра домена в область субгармоники. В настоящее время общепринята точка зрения, что этот сдвиг

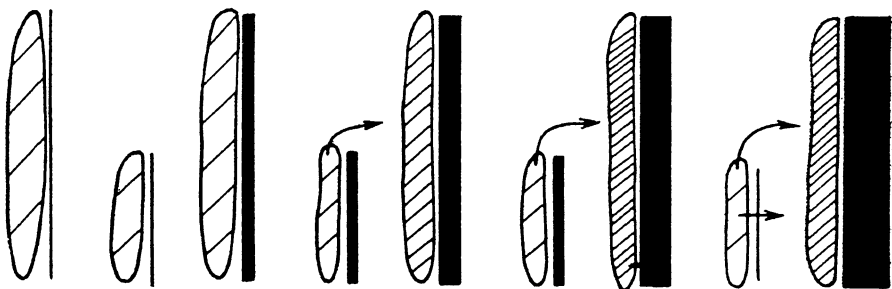


Рис. 3. Упрощенная иллюстрация преобразования высокочастотного сигнала в субгармонику и поперечной когерентизации для двух соседних трубок когерентности. Толщина линий условно соответствует амплитудам пьезопотенциала, густота штриховки — количеству сгруппированных электронов.

происходит за счет одномерных процессов типа параметрического (второго или третьего порядка), когда исходный фонон вследствие пайерлсовского или непайерлсовского взаимодействия распадается на два с приблизительно равной энергией [5, 6]. Однако развитая теория этого процесса вряд ли может быть сопоставлена с экспериментом. Во-первых, теория развита только для слабой нелинейности и даже не ясен знак изменения коэффициентов преобразования при переходе в режим средней или большой нелинейности. Есть основания полагать, что в этой области он стремится к нулю. В то же время экспериментально сдвиг спектра наблюдается именно в режиме средней нелинейности. Во-вторых, развитая теория одномерна, т. е. справедлива для бесконечных плоских волн. В то же время эксперименты [7] показывают, что радиус когерентности потока составляет несколько десятков микрон и потому одномерная модель для описания такого процесса в объемном кристалле непригодна.

Ряд экспериментальных фактов не укладывается в рамки параметрической модели. В первую очередь можно указать на противоположные результаты, полученные в работах [8, 9] на введенном звуке в близкой экспериментальной ситуации. В первой работе зарегистрированы интенсивная генерация субгармоники и отсутствие гармоник, во второй — интенсивная генерация гармоник и низкий уровень субгармоник. В работе [10] зарегистрировано отсутствие сдвига спектра вниз при применении предельно тонких (22 мкм) образцов. Этот результат подтвержден недавно в работе [11], где показано, что если активная область имеет вид канала, с одной стороны, достаточно тонкого (так что шумовой поток в нем поперечно когерентен), а с другой — имеющего достаточно большой диаметр в масштабе длины волны (так что волноводные эффекты еще не существенны), то плавного сдвига частоты вниз не наблюдается. Поскольку

такой канал является хорошей моделью для одномерной теории, рассматривающей плоские поперечно-когерентные волны, то этот результат показывает, что в процессе сдвига спектра вниз параметрические эффекты в области средней нелинейности играют пренебрежимо малую роль.

Таким образом, возникает необходимость искать новый возможный механизм сдвига спектра вниз, явно учитывающий трехмерность процесса. Можно предложить следующую модель, в рамках которой качественно можно объяснить все особенности сдвига спектра вниз. Поскольку поток поперечно некогерентен, то в объемном образце он распадается на ряд параллельных трубок когерентности, в каждой из которых частота заполнения меняется случайным образом в пределах полосы усиления $\Omega_0 \pm 1/3\Omega_0$, т. е. приблизительно в два раза (рис. 3), причем длина когерентности составляет в среднем три колебания. В линейной области в каждой трубке процесс усиления происходит независимо, и поэтому усредненный спектр потока определяется полосой усиления, что соответствует эксперименту. Однако ситуация меняется, когда наступает нелинейный режим и начинается захват электронов, ограничивающий их эффективную подвижность в продольном направлении. В то же время подвижность в поперечном направлении не ограничивается. Поэтому электроны, накапливающиеся у горбов пьезопотенциала, в поперечно-некогерентном потоке могут под действием кулоновских сил и диффузии двигаться в поперечном направлении и, таким образом, огибать горбы пьезопотенциала, совершая «змейковое» движение. Очевидно, что электроны будут скапливаться у тех горбов, где гребни соседних областей когерентности случайно оказываются против друг друга. Такое совпадение не может быть чаще, чем наименьшая частота спектра потока. Поскольку у таких гребней будет скапливаться большое количество электронов, то их амплитуда будет продолжать увеличиваться, в то время как те горбы, которые электроны имеют возможность огибать, будут затухать. Такое развитие процесса приведет к эффективному снижению средней частоты потока, причем при указанной ширине спектра процесса сдвиг частоты будет примерно вдвое, что близко к экспериментальным результатам. При этом будет происходить поперечная когерентизация потока, что также наблюдается экспериментально.

Таким образом, в данной работе предложены новые механизмы, позволяющие полуколичественно объяснить основные особенности развития акустоэлектрического домена, не укладывающиеся в рамки существующих теорий. Для окончательного решения требуются их более строгая теоретическая разработка и проведение дополнительных экспериментов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Рысаков В. М. // Препринт ЛРТИ. 1968. № 1222. 61 с.
- [2] Tien P. K. // Phys. Rev. 1968. V. 171. N 3. P. 970—976.
- [3] Butler M. B. N., Sandbank C. P. // IEEE Trans. 1967. V. 14. N 10. P. 663—668.
- [4] Mosekilde E. // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 12. N 8. P. 273—275.
- [5] Гуревич В. Л., Каган В. Д., Лайхтман Б. Д. // ЖЭТФ. 1967. Т. 54. № 1. С. 188—204.
- [6] Shapiro B. // Phys. Rev. 1975. V. B12. N 6. P. 2402—2411.
- [7] Yamada M., Hamaguchi C. // Phys. Rev. 1970. V. B7. N 6. P. 2682—2692.
- [8] Zuckor J., Zemon S. // J. Acoust. Soc. Am. 1970. V. 49. N 3. Pt 3. P. 1037—1045.
- [9] Дьяконов А. М., Илсавский Ю. В., Кулакова Л. А. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 1. С. 95—103.
- [10] Carlson D. G., Segmuller A., Mosekilde E., Cole H., Armstrong J. A. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 18. N 8. P. 330—332.
- [11] Аристов Ю. В., Рысаков В. М. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 3. С. 47—50.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
14 июня 1988 г.
В окончательной редакции
28 сентября 1989 г.