

538.911

**АКУСТОЭЛЕКТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКАХ**

В.М. Рысаков

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	1
1. Теория акустоэлектронного взаимодействия	2
1.1. Упрощенная физическая картина процесса. 1.2. Линейная теория акустоэлектронного взаимодействия. 1.3. Нелинейная теория. 1.4. Энергетический подход.	
2. Развитие акустической неустойчивости	10
2.1. Продольное распределение потока в линейном режиме. 2.2. Поперечная структура потока. 2.3. Влияние прикатодных шумов. 2.4. Влияние нелинейности на процесс когерентизации потока.	
3. Экспериментальные методы исследования акустоэлектронной неустойчивости	13
3.1. Электрические и акустические методы. 3.2. Оптические методы. 3.3. Применение рассеяния рентгеновских лучей. 3.4. Измерение абсолютной интенсивности акустического потока.	
4. Основные результаты экспериментов по изучению развития акустической неустойчивости	18
4.1. Режим небольшого усиления. 4.2. Режим большого усиления.	
5. Резонансные эффекты при акустоэлектронном взаимодействии	33
5.1. Резонанс зондирующего луча с запрещенной зоной. 5.2. Особенности процесса при почти резонансном фотовозбуждении.	
Заключение	35
Список литературы	36

Введение

В 1961 г. Хатсон, Мак-Фи и Уайт [1] обнаружили усиление акустических сигналов в пьезополупроводниках при приложении к ним электрического поля. Усиление было столь велико, что возникала акустическая неустойчивость, тепловые акустические шумы возрастали до больших интенсивностей. Это явление сразу же привлекло к себе внимание. Поток работ, посвященных

этой теме, лавинообразно нарастая, продолжался около 15 лет, после чего пошел на спад, хотя многие принципиальные стороны эффекта оставались непонятыми. Общее число работ превышает несколько сотен. Поскольку результаты многих из них приведены в обзорах [2 — 7], то здесь основное внимание будет уделено более поздним работам, библиография не претендует на полноту. Заранее приношу извинения тем, чьи работы не будут упомянуты в этом обзоре.

Эффект акустоэлектронного взаимодействия представляет большой интерес с многих точек зрения. А именно: в этом процессе осуществляются различные линейные, нелинейные и параметрические взаимодействия, происходит самоорганизация из теплового шума квазимонохроматического квазиплоского потока и т.д. Кроме того, при акустоэлектронном взаимодействии сравнительно легко внешними условиями изменять в широких пределах параметры процесса, и потому во многих случаях эти процессы могут являться модельными.

Интерес представляют также возможные технические приложения эффекта. В частности, на его основе можно создать усилитель электрических сигналов дециметрового диапазона частот с уникальными свойствами: большим коэффициентом усиления (десятки дБ), относительной полосой пропускания порядка $1/3$, возможностью электронной перестройки, отсутствием внешних контуров. В первые годы проведения исследований казалось, что препятствий для разработки такого усилителя в принципе нет [8]. Однако вскоре выяснилось, что по ряду причин, в первую очередь из-за аномально большого усиления шумов, реально он работать не может. Многочисленные экспериментальные и теоретические работы не привели к ясности в этом вопросе, образовался своеобразный идейный тупик и потеря интереса к этой теме.

Тем не менее, поскольку ни в принципиальном, ни в техническом плане проблема не была решена, исследования в небольшом объеме все же продолжались, и в настоящее время наметились новые взгляды на детали процессов, происходящих при акустоэлектронном взаимодействии. С учетом этих взглядов и будет проведен этот обзор, в котором будет рассматриваться только акустоэлектронное взаимодействие в объемных пьезополупроводниках типа A_2B_6 и A_3B_5 .

1. Теория акустоэлектронного взаимодействия

1.1. Упрощенная физическая картина процесса. Как известно, при деформации пьезоэлектрика могут возникать электрические поля, направление которых совпадает с направлением деформации [3]. Соответственно, если в пьезоэлектрике распространяются упругие волны, то они вызывают продольные переменные электрические поля, пространственный период которых совпадает с пространственным периодом упругой волны.

Если кристалл является полупроводником, то распределение свободных электронов в нем модулируется в пространстве пьезополем упругой волны с тем же пространственным периодом. Свободные электроны стремятся экранировать поле волны, однако вследствие конечности дебаевского радиуса экранирования и максвелловского времени релаксации эта экранировка не может быть полной. Остаточное пьезополе вызывает движение волны электронной плотности со скоростью звука, т.е. акустоэлектрический ток. Естественно, что поддержание такого тока в кристалле с конечным сопротивлением требует энергии, которая черпается из энергии акустической волны. Это при-

водит к возникновению электронного поглощения α_e , которое суммируется с обычным решеточным поглощением α_L . Можно ожидать, что приложение к кристаллу внешнего электрического тянущего поля, вызывающего дрейф электронов со звуковой скоростью, сведет электронное поглощение к нулю, а при большей скорости — к возникновению усиления. В принципе, процесс усиления аналогичен усилению электромагнитных волн в ЛБВ.

1.2. Линейная теория акустоэлектронного взаимодействия. Эта теория была разработана еще в 1962 г. Хатсоном и Уэйтом [9 — 11] и независимо от них В.Л. Гуревичем [12 — 14]. Она изложена во многих работах, поэтому приведем ее очень кратко.

Предполагается, что образец пьезополупроводника занимает все полупространство правее плоскости $z = 0$ и ось z совпадает с одной из осей симметрии кристалла. На границе образца возбуждается плоская монохроматическая акустическая волна, характеризуемая деформацией $S = S_0 \exp[i(qz - \Omega t)]$, где q — волновой вектор, Ω — частота. Таким образом, рассматривается только одномерная задача: в образце распространяется бесконечная плоская волна, зависящая только от координаты z . Это одно из существенных предположений, ограничивающее область применения решения.

Используется простейшая модель несобственного полупроводника n -типа. Предполагается, что распределение электронов не вырождено и подчиняется статистике Максвелла—Больцмана. Длины волн таковы, что справедливо гидродинамическое приближение ($ql < 1$) и электроны характеризуются изотропной приведенной массой m^* . Также предполагается, что в образце внешним источником создано постоянное электрическое поле E_0 . Далее используются уравнения: состояния пьезоэлектрика, волновое, Пуассона, непрерывности и тока.

Системы уравнений решаются методом медленно меняющихся амплитуд. Ясно, что вследствие нелинейности при распространении волны в образце могут генерироваться гармоники, и форма как упругой, так и волны электронной плотности может отличаться от синусоидальной. Нахождение этих форм представляет собой предмет исследования так называемой быстрой задачи [15, 16]. В то же время исследование изменения амплитуды волны с расстоянием при неизменности ее формы представляет предмет анализа медленной задачи. Очевидно, что если входная волна синусоидальна, а ее амплитуда мала (критерий малости приведем ниже), то волны упругости и электронной плотности можно разложить в ряд Фурье и ограничиться первым членом, т.е. считать волны чисто синусоидальными. В соответствии с вышесказанным решения ищутся для комплексных амплитуд волн, представленных в виде

$$S = S_1(z) \exp[i(qz - \Omega t)],$$

$$n = n_1(z) \exp[i(qz - \Omega t)] + n_0, \quad (1)$$

$$E = E_1(z) \exp[i(qz - \Omega t)].$$

Это превращает систему дифференциальных уравнений в систему алгебраических для амплитуд. Их объединение приводит к одному, по-существу, дисперсионному уравнению.

Решить задачу возможно двумя способами. В первом из них, используемом в большинстве работ (см. обзоры [3, 4]), исключается электрическая

волна и находится дисперсионное уравнение для механической части связанной волны, из которого определяется модифицированный модуль упругости c' . Во втором, развитом в работе В.И. Пустовойта [6], исключается механическая часть волны и ищется решение для электрической части, т.е. для модифицированной диэлектрической проницаемости ϵ' . В принципе оба способа эквивалентны.

В результате решения задачи получаются следующие выражения для скорости и затухания звука:

$$v_S = v_0 \left\{ 1 + \kappa^2 \frac{\beta_E^2 + [(1 + x^2)/4]}{\beta_E^2 + [(x + x^{-1})^2/4]} \right\}, \quad (2)$$

$$g = g_M \frac{2\beta_E}{\beta_E^2 + [(x + x^{-1})^2/4]},$$

где v_0 и v — скорости звука в пьезоэлектрике и пьезополупроводнике, $\gamma = 1 - (\mu E_0/v)$ — надкритичность, $\gamma_0 = 2(\Omega_e/\Omega_D)^{1/2}$ — оптимальная надкритичность, $\beta_E = \gamma/\gamma_0$ — нормированная надкритичность, $\Omega_0 = (\Omega_c \Omega_D)^{1/2}$ — частота максимального усиления, $\Omega_c = \sigma/\epsilon$, $\Omega_D = v^2/D_3$, $x = \Omega/\Omega_0$ — относительная расстройка, $\sigma = n_0 e \mu$ — проводимость, $g_M = \kappa^2 \Omega_0 / 8v$ — абсолютный максимум коэффициента усиления, κ — коэффициент электромеханической связи, $D_3 = k_B T/e$ — коэффициент диффузии, $\alpha_e = 2g$ — коэффициенты усиления по мощности и амплитуде, μ — подвижность, e — заряд электрона, k_B — постоянная Больцмана, T — температура.

Амплитуда пьезополя волны в пьезополупроводнике $E_1 = E_{10} f_1$ связана с амплитудой упругой волны $E_{10} = dS_1/\epsilon$, где фактор экранирования

$$f_1 = \frac{\beta_E + (ix/2)}{\beta_E + [i(x + x^{-1})/2]}. \quad (3)$$

Соответственно амплитуда самосогласованной волны электронной плотности будет $n_1 = \mu E_1 n_0 f_2 / v$, где $f_2 = \{\gamma_0 [\beta_E + (ix/2)]\}^{-1}$.

Проанализируем полученные выражения. Прежде всего очевидно, что влияние электронов носит резонансный характер, т.е. максимально на частоте Ω_0 (рис. 1), которой соответствует волновой вектор, равный обратному деба-

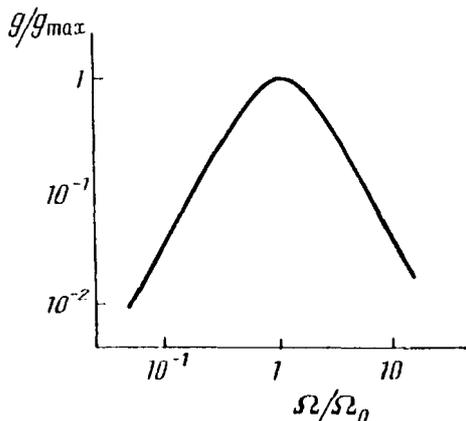


Рис. 1 Зависимость нормированного коэффициента усиления от нормированной расстройки

евскому радиусу. Для более высоких частот пространственная глубина модуляции электронного распределения уменьшается, что приводит к уменьшению эффективности взаимодействия. Для более низких частот, напротив, электронное распределение успевает отследить и заэкранировать поле, в результате чего не происходит увлечения электронов пьезополем волны, т.е. акустоток стремится к нулю. Соответственно стремится к нулю и вклад электронов в поглощение (усиление) волны.

Далее, знак взаимодействия зависит от знака надкритичности β_E , т.е. от того, как относится дрейфовая скорость электронов к скорости звука (рис. 2), что связано с фазой электронной волны по отношению к волне пьезопотенциала.

Коэффициент усиления зависит от надкритичности. Вначале увеличение поля приводит к увеличению усиления, при оптимальной надкритичности $\beta_E = 1$ усиление достигает максимума. При дальнейшем увеличении поля усиление начинает убывать. Подобная зависимость также связана со сдвигом фазы волны электронной плотности по отношению к фазе волны электрического поля. В таблице в качестве примера приведены значения оптимальной надкритичности и абсолютного максимума коэффициента усиления для CdS при типичных концентрациях электронов. Отметим, что усиления очень велики, а при повышении концентрации и сдвиге кривой усиления вверх и вправо абсолютное усиление на левой (нисходящей) части кривой практически не изменяется.

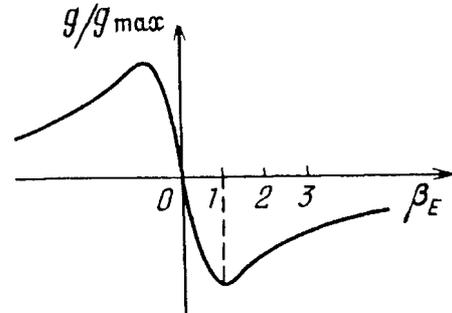


Рис. 2. Зависимость нормированного коэффициента усиления от нормированной надкритичности

Зависимость частоты максимального усиления F_0 , оптимальной надкритичности γ_0 и максимального коэффициента усиления g_M от концентрации для волны T2 и стандартных образцов CdS с подвижностью $250 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$

$n_0, \text{ см}^{-3}$	$\Omega_c, \text{ с}^{-1}$	$\Omega_D, \text{ с}^{-1}$	$F_0, \text{ ГГц}$	γ_0	$g_M, \text{ дБ/см}$
10^{14}	$5 \cdot 10^9$	$4,9 \cdot 10^9$	0,79	2	$1,1 \cdot 10^3$
10^{15}	$5 \cdot 10^{10}$	$4,9 \cdot 10^9$	2,5	6,6	$3,5 \cdot 10^3$
10^{16}	$5 \cdot 10^{11}$	$4,9 \cdot 10^9$	7,9	20	$11 \cdot 10^3$

Подчеркнем, что частотная зависимость коэффициента передачи такого акустического усилителя хотя и определяется частотной зависимостью коэффициента усиления, но не совпадает с ним, поскольку коэффициент усиления входит в показатель экспоненты в качестве множителя при длине пробега. Полоса пропускания бесконечна вблизи входной плоскости образца, но по мере распространения уменьшается (рис. 3). При предельных значениях, определяемых линейным динамическим диапазоном ($10^6 - 10^8$), эта зависимость относительно слабая, и в этом диапазоне относительная полоса $\Delta\Omega/\Omega_0 \approx 1/3$.

Необходимо отметить, что полное усиление определяется разностью электронного α_e и решеточного α_L коэффициентов поглощения. Соответственно и частотная зависимость полного коэффициента усиления зависит от этой

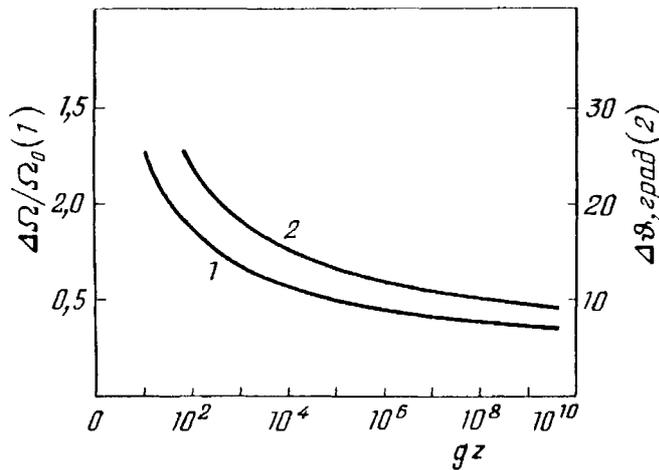


Рис. 3. Зависимость относительной полосы усиления (1) и ширины углового спектра (2) в линейном режиме от инкремента [17]

при близости α_e к α_L частота максимального усиления сдвигается вниз и определяется выражением $\Omega_{\max} = \Omega_0(2 - p)/(2 + p)$, что надо учитывать при интерпретации экспериментов.

За счет угловой зависимости коэффициента усиления совершенно аналогично происходит фильтрация углового спектра (см. рис. 3). При тех же предельных значениях усиления ширина углового спектра порядка $5 - 10^\circ$. Знание этой величины, как будет видно из дальнейшего, существенно при анализе усиления шумовых сигналов.

Как уже сказано выше, свободные электроны влияют также и на скорость акустической волны (2). Видно, что такое влияние существенно только вблизи частоты максимального усиления и нулевой надкритичности, когда оно достигает единиц процентов. Физически это связано с экранированием свободными электронами пьезополя, что приводит к снижению эффективной жесткости. При обычно используемых надкритичностях $\gamma > 1$ в большинстве случаев можно считать, что дисперсии акустических волн в таком режиме нет.

1.3. Нелинейная теория. Очевидно, что по мере распространения в кристалле усиливающейся акустической волны рано или поздно должны вступить в действие какие-то нелинейные механизмы, препятствующие бесконечному росту амплитуды сигнала. Как показывают оценки, неупругая нелинейность в данном процессе обычно не играет роли. Основное влияние оказывает электронная нелинейность, которая начинает сказываться при значительно меньших интенсивностях звукового потока. Физическая причина такой нелинейности — перемодуляция электронного потока [20]. Когда амплитуда модуляции n_1 сравнивается с n_0 , дальнейшее увеличение амплитуды волны ведет к искажению формы волны электронной плотности модуляции (рис. 4). При достаточно большой амплитуде волны все свободные электроны окажутся сосредоточенными в одной полуволне, а в другой их практически не останется.

Из рис. 4 видно, что 100%-ная модуляция электронного потока будет при $e\Phi \approx 2k_B T$ (для $\beta_E \ll 1$). Но поскольку нелинейность начинает сказываться раньше, то параметром нелинейности принято считать $e\Phi_1/k_B T$. При $e\Phi_1/k_B T < 0,1$ нелинейность слабая; от 0,1 до 2 — 4 — промежуточная; больше 4 — сильная. В последнем случае тепловой энергии электронов уже не хватает

разности. Очевидно, что если $\alpha_e \gg \alpha_L$, то вкладом решеточного поглощения можно пренебречь, и тогда справедливо все сказанное выше. Однако если электронное усиление сравнимо с решеточным поглощением, то надо учитывать частотную зависимость обоих слагаемых. Известно, что зависимость решеточного поглощения от частоты имеет вид $\alpha_L \sim \Omega^p$, где p меняется от 2 (высокие температуры, механизм поглощения Ахиезера) до 1 (низкие температуры, механизм поглощения Ландау—Румера) [18]. Было показано [19], что

для преодоления потенциального барьера Φ_1 , образованного пьезополем, т.е. все они захвачены потенциальными ямами и движутся со скоростью звука.

Решение задачи в замкнутом виде удается построить только для области слабой нелинейности и для области глубокого насыщения, причем разными методами. В первом случае в разложении в ряд электронной плотности учитывается второй член, играющий роль малой поправки [21, 22], что приводит к уменьшению коэффициента усиления. В области глубокой нелинейности экспоненциальное нарастание сигнала в пространстве замедляется и становится более медленным, чем линейное. Это формально описывается как уменьшение коэффициента усиления. При учете решеточного поглощения сигнал выходит на уровень насыщения, который определяется выражением [20]

$$I_{a,нас} = envE_0/\alpha_L. \quad (4)$$

Наиболее трудна для анализа область средней нелинейности. Здесь требуется уже учет большого числа членов в разложении [20, 23, 24], что приводит обычно к необходимости численных расчетов. Однако возможен и другой подход, предложенный Ю.В. Гуляевым [15, 16]. В этой работе удалось построить решение в виде функционалов для произвольной степени нелинейности. В области больших и малых нелинейностей функционалы упрощаются, и решение принимает обычный вид, в области промежуточной нелинейности подобраны интерполяционные формулы. Однако они достаточно сложны, и использовать их для анализа происходящих процессов затруднительно.

Наиболее наглядное решение задачи следует из работы Тиена [20], в которой с помощью ЭВМ построено большое количество графиков, характеризующих этот процесс. Метод решения — разложение в ряд Фурье и рассмотрение самосогласованной задачи с сохранением достаточного количества гармоник. Сначала рассмотрена быстрая задача и найдена форма электронного распределения при монохроматической упругой волне произвольной амплитуды при произвольном тянущем поле (см. рис. 4). Видно, что при увеличении амплитуды волны модуляция электронного распределения из синусоидальной превращается в короткие импульсы гауссовой формы, при увеличении амплитуды сужающиеся и смещающиеся к минимуму пьезопотенциала.

Далее, для постоянной амплитуды акустической волны была рассчитана зависимость тока через образец (рис. 5). Как и следовало ожидать, при малой интенсивности через образец протекает омический ток $j_0 = \mu en_0 E_0$, при достижении области средней нелинейности ток начинает заметно уменьшаться, а в режиме глубокой нелинейности выходит на уровень насыщения

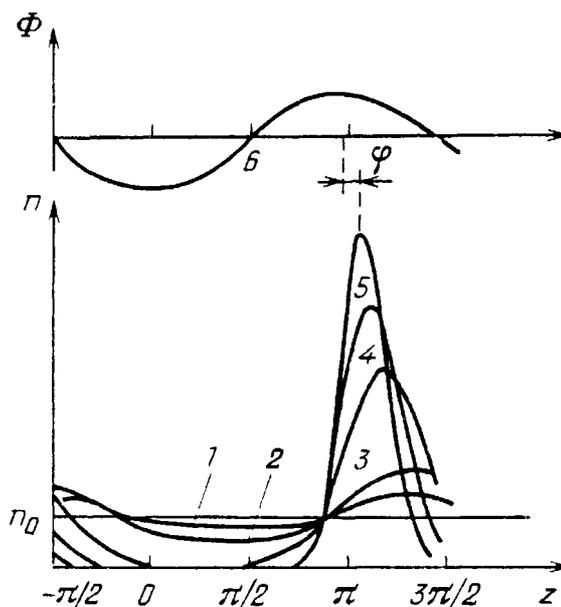


Рис. 4. Распределение электронов по длине волны для приведенных амплитуд $e\Phi/k_B T = 1,0$ (1), 2,0 (2), 5,0 (3), 7,0 (4), 10 (5) и распределение потенциала в волне (6) [20]

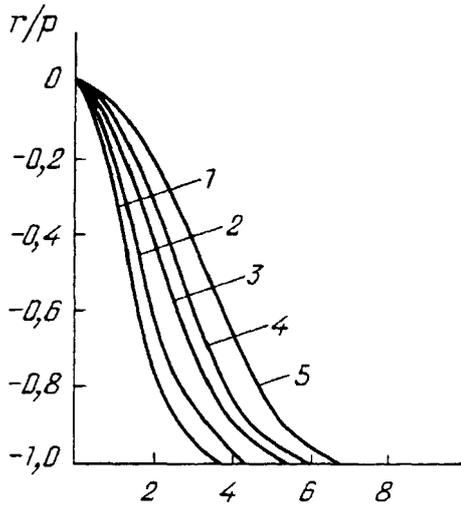


Рис. 5. Нормированный фактор насыщения тока $r/p = [1 - (j_n/j)]/x\gamma_n$ в зависимости от нормированной амплитуды $e\Phi_1/k_B T$ для $\beta_E = 0,1$ (1), 0,5 (2), 0,9 (3), 1,1 (4) и 1,5 (5) при $x = 1$ [20]

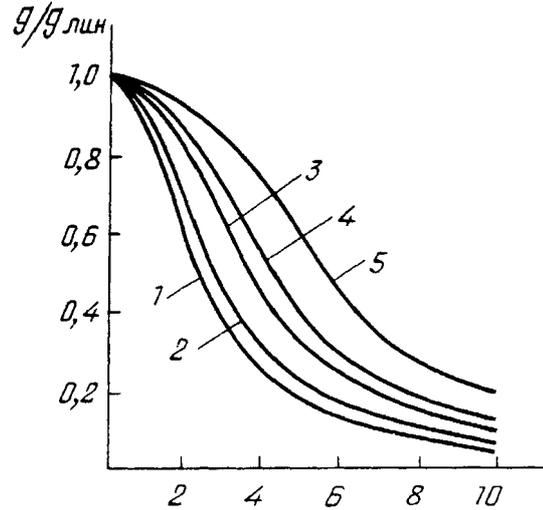


Рис. 6. Нормированный коэффициент усиления в зависимости от нормированной амплитуды $e\Phi_1/k_B T$ при тех же β_E , что и на рис. 5 [20]

$j_n = en_0 v$. Это соответствует полному захвату электронов ямами пьезопотенциала и движению их со скоростью звука независимо от величины тянущего поля.

Расчет коэффициента усиления (рис. 6) для рассматриваемой ситуации показал, что с началом спада тока от своего омического значения начинается и спад коэффициента усиления, причем при повышении тянущего поля линейный динамический диапазон расширяется.

Из изложенного ясно, что если при наступлении заметной нелинейности форма волны электронной плотности отличается от синусоидальной, т.е. содержит большое количество гармоник, то вследствие обратного пьезоэффекта эти гармоники будут возбуждать соответствующие гармоники и в упругой волне. Поскольку вклад дисперсии пренебрежимо мал, то вынужденное возбуждение будет синфазно со свободной волной. Это должно обеспечить эффективную генерацию гармоник, что рассмотрено в работах [16, 20, 25]. Практически, однако, чаще наблюдается другой эффект: генерация не гармоник, а субгармоник, что будет рассмотрено ниже.

1.4. Энергетический подход. Из изложенного ясно, что точное решение задачи об акустоэлектронном взаимодействии при произвольной амплитуде волны возможно только при привлечении численных методов, В то же время с практической точки зрения точное решение излишне, так как паразитное влияние многих неучтенных факторов сведет на нет высокую точность расчетов для используемой идеализированной модели. Поэтому представляется желательным найти такой метод решения, который, с одной стороны, обеспечивал бы удовлетворительную точность (порядка 5 — 10%), а с другой — допускал бы простой анализ при любой степени нелинейности.

По-видимому, таким методом является энергетический подход к рассмотрению взаимодействия акустической и электронной волн. Впервые элементы этого подхода были использованы Вайнрайхом [26] для нахождения акустотока в линейном режиме. Он показал, что в линейном режиме величина аку-

стотока будет $j_{ae} = -2\alpha_L \mu I_a / v$. Далее, на принципиальную возможность применения энергетического подхода указал Померанц [27], однако полного решения им построено не было.

Впервые этот метод был доведен до конца в работах [28, 29]. Как следует из предыдущего, в пьезоэлектрике акустическая волна имеет смешанный электромеханический характер, причем соотношение плотностей потоков волн I_M и I_φ определяется коэффициентом электромеханической связи κ : $I_\varphi = \kappa^2 I_M$. Энергия взаимодействия электронной волны с электрическим полем акустической волны идет на увеличение полной энергии. Нетрудно показать, что изменение энергии приводит к изменению амплитуды:

$$dE_{10} = \kappa^2 \Delta n_{\text{eff}} \sin \varphi \cdot dz / \epsilon, \quad (5)$$

где $\Delta n_{\text{eff}} = Q \Delta n$, $\Delta n = N_{\text{max}} - N_{\text{min}}$, Q — коэффициент, учитывающий конкретную форму распределения, N_{max} и N_{min} — количество электронов в соответствующих полу волнах (см. рис. 4). Прямой расчет показывает, что Q изменяется от величины $\pi/4$ в линейном режиме до 1 в режиме глубокой нелинейности, т.е. незначительно. Поэтому в хорошем приближении будем всегда считать $Q = 1$.

Уравнение (5) — основное уравнение, описывающее изменение амплитуды электрического поля и, соответственно, амплитуды деформации при взаимодействии с самосогласованной волной электронной плотности. По принятой терминологии это — решение медленной задачи. Однако вследствие известной нечувствительности энергетического подхода к тонким деталям процессов точно решать быструю задачу нет необходимости: при любой форме волны $Q \approx 1$. Это подтверждают расчеты в известных случаях линейного приближения и глубокой нелинейности, когда полученные результаты совпадают с уже известными.

Из этого уравнения (5) видно, что характер изменения амплитуды волны определяется зависимостью эффективного числа электронов Δn_{eff} и их фазового сдвига φ от амплитуды пьезополя. Если эффективное число электронов пропорционально амплитуде пьезополя, а фаза от нее не зависит, то в этом и только в этом случае волна изменяется в пространстве экспоненциально. Если же эффективное число электронов постоянно и не зависит от амплитуды пьезополя, то при постоянной фазе амплитуда волны будет изменяться в пространстве линейно. Однако поскольку при постоянном числе электронов степень экранирования с ростом амплитуды уменьшается, что приводит к уменьшению фазового сдвига, то реальное нарастание амплитуды более медленное (при $\beta_E < 1$).

Таким образом, энергетический подход к решению задачи о взаимодействии акустической и электронной волн дает в предельных случаях результаты, совпадающие с полученными традиционными методами. Это подтверждает их правильность. Однако он имеет существенные преимущества перед традиционными. Во-первых, он подчеркивает локальность взаимодействия: приращение амплитуды конкретного периода волны зависит только от поведения распределения электронов на данной длине волны. Такое взаимодействие локально как по продольным координатам, что следовало из процедуры построения решения, так и по поперечным, что следует из положенного в основу расчета принципа. Для применения этого метода требуется только мед-

ленность изменения по римановой переменной $t - (z/v)$, т.е. метод применим даже в случае предельно короткого импульса (1 — 2 периода). В поперечной координате когерентность необходима в масштабе нескольких длин волн для того, чтобы волновой процесс мог существовать [30]. Такое расширение применимости модели будет необходимо в дальнейшем для анализа процесса развития акустоэлектрического домена. Во-вторых, преимущество метода — в единстве подхода к режиму с любой степенью нелинейности, в том числе и к режиму средней нелинейности. Это также важно при анализе развития домена.

2. Развитие акустической неустойчивости

Выше были рассмотрены процессы усиления монохроматической плоской волны, возбуждаемой на границе образца. При анализе развития акустической неустойчивости надо учесть, что, во-первых, источник затравочных шумов может быть распределен равномерно по образцу (тепловые шумы), а во-вторых, затравочные шумы имеют широкий временной и пространственный спектр, т.е. требуется учет продольной и поперечной многомодовости сигнала. В линейном режиме отдельные моды между собой не взаимодействуют, и поэтому обобщение одномодовой теории на этот режим не вызывает особых затруднений. В то же время нелинейный режим требует специального анализа.

2.1. Продольное распределение потока в линейном режиме. Как было показано в предыдущем разделе (см. рис. 3), при большом усилении, когда обычно и происходит исследование процесса, полосы усиления (временная и пространственная) изменяются мало. Поэтому можно считать их постоянными при любом инкременте, относя эти значения назад, к катоду.

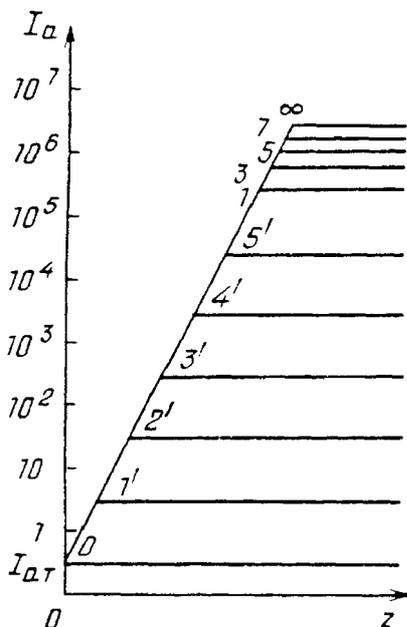


Рис. 7. Распределение акустического шумового потока по образцу в линейной ($t = 0 - 5$) и нелинейной ($t = 1 - \infty$) областях в идеальном случае

В таком приближении рассмотрим переходный режим (рис. 7). В момент включения поля $t = 0$ шумы в полосе усиления образуют некоторый случайный рельеф, имеющий вид квазимонохроматического колебания со средней длиной волны, равной обратному дебаевскому радиусу (что соответствует максимуму усиления). При включении поля этот рельеф начинает двигаться вправо, возрастая по амплитуде (неустойчивость конвективная [2]). В результате огибающая потока в образце имеет вид экспоненты с последующим затем плато. С течением времени плато уменьшается и (в момент $t = L/v$) исчезает совсем: распределение становится экспоненциальным.

Как показано в работах [17, 22, 28], распределение шумов в этом случае описывается уравнением

$$dI_a/dz = (2g - \alpha_L)I_a + \alpha_L I_{aT} + 2g_0 I_{aT}, \quad (6)$$

где I_{aT} — начальная интенсивность тепловых шумов в полосе усиления, $g_0 = g|_{\gamma=1}$. Решение уравнения имеет вид

$$I_a = I_{aT} \{ 2 [\exp(2g - \alpha_L)z - 1] [(g_0 + g)/(2g + \alpha_L)] + 1 \}. \quad (7)$$

Отсюда очевидно, что, когда $2g \gg \alpha_L$ и развивается акустическая неустойчивость, решение имеет разную структуру в двух предельных случаях. При $z < 1/2g$ (в начальной области) первым слагаемым можно пренебречь, и шумы в этой области практически не отличаются от тех, которые были бы там в отсутствие усиления. В другой части образца, при $z > 1/2g$, можно пренебречь вторым слагаемым. Поэтому структура потока в этой области такова, что ее собственные шумы не играют никакой роли. Поток здесь определяется только усиленными шумами затравочной области. Таким образом, весь образец естественным образом распадается на генератор затравочного сигнала и на идеальный бесшумовой усилитель, в котором распространяется нарастающая по амплитуде "замороженная" флуктуация от затравочного генератора.

Сигнал эффективного затравочного генератора образуется в результате интерференции большого (до 10^9) числа мод и представляет собой квазимонохроматическую волну со средней частотой, равной частоте максимального усиления, и с длиной когерентности, определяемой полосой усиления (т.е. порядка трех длин волн). Флуктуации фазы эквивалентны качанию частоты в пределах полосы усиления, а флуктуации амплитуды подчиняются распределению Максвелла—Больцмана, причем глубина модуляции не превосходит 50% с вероятностью 70%.

2.2. Поперечная структура потока. Как известно [30], в пассивной среде поперечная структура шумового потока описывается теоремой Ван-Циттерта—Цернике. В работе [31] теорема обобщена на активную среду, в которой коэффициент усиления зависит от поперечной координаты. Однако обобщение ее на случай, когда коэффициент усиления зависит от направления, как в случае акустоэлектронного взаимодействия, встретило определенные затруднения.

Для анализа такого случая удобнее применять спектральный подход, используя в качестве базовых функций не систему плоских волн, как это обычно делается, а систему выборочных функций Котельникова—Шеннона [28, 32, 33]. Этим методом было показано, что влияние процесса усиления на поперечную когерентизацию будет существенно в том случае, если $g/q > \vartheta_0^2 / (1 - \vartheta_0)^2$, где ϑ_0 — угол, при котором первый ненулевой член разложения g в ряд по ϑ обращается в нуль. Нетрудно видеть, что при акустоэлектронном взаимодействии вследствие слабой зависимости коэффициента усиления от угла неравенство не выполняется и, следовательно, влияние усиления будет не принципиальным. Радиус когерентности практически будет определяться теоремой Ван-Циттерта—Цернике. Даже вблизи анода этот радиус не превзойдет десятков длин волн, и, следовательно, весь поток должен распаться на множество трубок когерентности. Это показывает, что используемая в теоретических работах модель неограниченных плоских волн не соответствует действительности, и потому трудно ожидать хорошего согласия с экспериментом.

2.3. Влияние прикатодных шумов. Как показывает эксперимент, во многих случаях затравкой развивающегося шумового потока является не тепловой, а прикатодный шум. Можно указать две причины возникновения прикатодного избыточного шума. Во-первых, это стационарный шум, связанный с прохождением электрического тока через контакт, аналогичный по своему происхождению электрическим контактными шумам. Во-вторых, это шум

из-за ударного возбуждения прикатодного слоя, имеющий вид волнового пакета. Именно он в основном является затравкой для образования домена, и потому рассмотрим его подробнее.

Вследствие неизбежно существующей малой разности работ выхода полупроводника и металла даже при "омическом" контакте, а также из-за нарушения поверхностного слоя при обработке кристалла между объемом кристалла и металлом образуется переходный слой. Такой слой образует акустический резонатор, который ударно возбуждается передним фронтом импульса тянущего поля и затем некоторое время звучит на своей частоте. Если поверхность не нарушена, то толщина слоя порядка дебаевского радиуса, и его собственная частота близка к частоте максимального усиления. Вследствие того, что в слое такой толщины существенны флуктуации концентрации электронов, собственная частота слоя может флуктуировать от импульса к импульсу. Если же поверхность нарушена, то собственная частота слоя будет ниже, что экспериментально наблюдалось в работе [34].

Поскольку длительность фронта импульса поля обычно велика в масштабе периода колебаний, то форма возбуждаемого пакета отличается от ударной и определяется сверткой спектральной плотности импульса и коэффициента передачи слоя. Можно ожидать, что такой пакет имеет плавную колоколообразную огибающую, длительность которой несколько больше длительности фронта импульса, а амплитуда незначительно превосходит уровень тепловых шумов [34]. Попытки теоретически оценить эту амплитуду, используя разложение последовательности импульсов в дискретный ряд Фурье [35], следует признать неправильными вследствие того, что период повторения импульсов велик в масштабе длительности пакета.

Такой затравочный шум по своим свойствам существенно отличается от равновесного теплового шума. Во-первых, он излучается сосредоточенным источником. Во-вторых, его временная, а следовательно, и продольная когерентность существенно выше — порядка длительности фронта импульса поля. В-третьих, его поперечная когерентность много больше, поскольку определяется степенью неоднородности приконтактного слоя по поверхности контакта. Экспериментальных данных на эту тему нет, но из физических соображений можно ожидать, что при современных технологиях нанесения контакта размер площадок постоянной толщины будет порядка десятков или сотен микрометров. Соответственно и весь усиливаемый поток, начиная с катода, разобьется на множество параллельных трубок когерентности, радиус которых практически не будет изменяться по всей длине образца.

Особенности такого затравочного шума и его сочетание с равновесным тепловым шумом, существенное вследствие близости интенсивностей, надо учитывать при интерпретации экспериментов.

2.4. Влияние нелинейности на процесс когерентизации потока. Влияние нелинейности на поперечную структуру вообще не рассматривалось, как не имеющее смысла в рамках одномерной модели, а ее влияние на продольную структуру рассматривалось в работе [36], в которой в общем виде показано, что в построенном решении в зависимости от знаков коэффициентов длина когерентности может как возрасти, так и уменьшиться. Поскольку знак коэффициентов не определен теоретически и неизвестен экспериментально, то как-либо сопоставить решение с экспериментом не представляется возможным. Кроме того, решение справедливо только в области малой нелинейности, что ограничивает область его применимости.

3. Экспериментальные методы исследования акустоэлектронной неустойчивости

3.1. Электрические и акустические методы. По-видимому, исторически первым методом был метод изучения вольт-амперных характеристик [37]. Было установлено, что при пороговом поле на ВАХ наблюдается излом и за участком линейного роста следует практически горизонтальное плато. При импульсном поле импульс тока имеет характерную форму: вначале ток постоянен и равен омическому значению, затем (при малых усилениях) начинает ступенеобразно уменьшаться (с периодом $T = L/v$), стремясь к уровню насыщения, а при больших усилениях начинаются осцилляции тока между омическим значением и уровнем насыщения с периодом $T = 2L/v$ [38]. Именно эти осцилляции позволили впервые установить доменный характер развивающейся неустойчивости. Однако в настоящее время чаще всего используется однопобеговый режим, при котором осцилляции не видны.

Длительность омического плато, так называемое инкубационное время, характеризует время развития акустического потока от начального значения $I_{ат}$ до уровня начала средней нелинейности $I_{ан}$ (когда захватывается примерно 10% свободных электронов). Процесс в этой области линеен, и потому инкубационное время определяется следующим выражением [39 — 41]:

$$\tau_{inc} = \frac{1}{(2g - \alpha_L)v} \ln(I_{ан}/I_{ат}). \quad (8)$$

Поскольку уровень начала насыщения хорошо определен, то знание инкубационного времени позволяет оценить начальный уровень затравки $I_{ат}$ даже в том случае, если она не теплового происхождения.

Естественным методом изучения развития акустической неустойчивости является исследование акустического потока на выходном торце образца с помощью пьезопреобразователей [42]. Этот метод позволяет определить спектр выходного потока и его спектральную мощность, однако только в одной точке — на выходе образца.

Эффективным методом изучения является исследование распределения поля вдоль образца с помощью омических [38, 43, 44] или емкостных [45] датчиков. При однородном образце в начальный момент поле постоянно, однако по мере возникновения нелинейных эффектов и уменьшения эффективной подвижности электронов за счет захвата их пьезополем происходит перераспределение поля. Перераспределение концентрации электронов также сказывается на перераспределении поля, приводя к тому, что потенциал не монотонно меняется вдоль образца. Теория не предсказывает такого эффекта, однако экспериментально он обнаружен и требует своего объяснения.

Разработана методика исследования с использованием зависимости коэффициента поглощения СВЧ излучения от звукового потока. Теоретически и экспериментально было выяснено [46], что если электрический вектор СВЧ излучения направлен вдоль волнового вектора акустического потока, то поглощение уменьшается. Это связано с уменьшением эффективной подвижности за счет захвата электронов.

3.2. Оптические методы. Эти методы дали наибольшую информацию о развитии акустической неустойчивости. В первую очередь отметим метод наведенного двулучепреломления, в котором благодаря эффекту

Поккельса возникает дополнительный вклад в n_0 и n_e , вследствие чего луч света, проходящий через образец, получает дополнительный сдвиг фаз между компонентами, что и приводит к повороту плоскости поляризации луча на выходе из образца и изменению его яркости при прохождении через поляризатор. Этот метод чувствителен к интегральной интенсивности потока и позволяет непосредственно визуализировать его [47].

Наибольшее количество информации о развитии акустоэлектронной неустойчивости было получено методом дифракции Мандельштама—Бриллюэна [48 — 50], который и рассмотрим более подробно. Суть его проста. В прозрачном образце акустическая волна за счет эластооптических коэффициентов модулирует диэлектрическую проницаемость (имеются и другие механизмы рассеяния: на модуляции электронной плотности [51] и т.д., но обычно они менее эффективны и требуют учета только в специальных случаях). Если волна плоская, то рассеянный свет будет наблюдаться только при выполнении условий Брэгга, т.е. (в изотропной среде) когда угол падения ϑ_i света на волновую плоскость звука будет равен углу отражения, а угол дифракции будет удовлетворять условию $q/2 = k \sin(\vartheta_q/2)$. Если в образце возмущение имеет сложный характер, то рассеяние Мандельштама—Бриллюэна позволяет, изменяя углы падения и дифракции, исследовать полный пространственный спектр этого возмущения (по модулю, т.е. фактически по временной частоте, и по направлению q). Можно исследовать временное изменение спектра, а перемещая зондирующий луч света вдоль образца — и координатное.

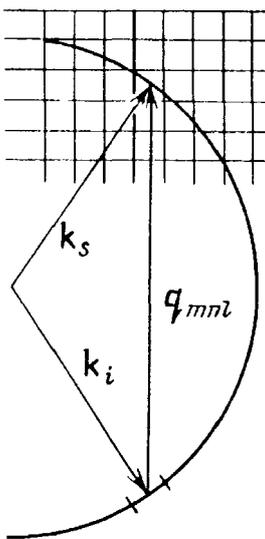


Рис. 8. Процесс рассеяния света накачки k_i на компоненте звука q_{mnl} , разложение звука в спектр по фазовым ячейкам mnl

Сказанное иллюстрируется хорошо известной векторной диаграммой (рис. 8). В этом методе к концу волнового вектора падающего света k_i пристраивается нуль спектрального пространства волнового вектора q . Те спектральные компоненты вектора q , концы которого оказываются на поверхности сферы Эвальда радиусом k , активны в рассеянии, и интенсивность рассеяния в каждом направлении пропорциональна интенсивности соответствующей компоненты вектора q . Таким образом, без использования времяспектральных приборов, только по геометрии рассеяния можно определить модуль соответствующего волнового вектора звука, а также временную частоту, если известен тип рассеивающей волны и дисперсионное соотношение.

В случае двулучепреломляющих кристаллов ситуация усложняется. При взаимодействии с поперечными волнами вектор поляризации при дифракции может поворачиваться на 90° и вместо изотропной дифракции типа $0-0$ или $e-e$ происходит анизотропная дифракция типа $e-0$ или $0-e$. При этом качественно изменяется геометрия дифракции [52 — 54].

3.2.1. Трехмерность процесса дифракции. Метод РМБ имеет определенные ограничения [55], неучет которых при анализе экспериментальных данных может привести даже к качественным погрешностям. Первое из них связано с трехмерностью процесса дифракции. Как следовало из предыдущего, дифракция предполагалась плоской, т.е. считалось, что все три вектора

q , k_i и k_s (дифракционный треугольник) лежат в плоскости, совпадающей с плоскостью падения, плоскостью выхода и плоскостью установки. Однако затравочные шумовые компоненты могут усиливаться в конусе вокруг направления тянущего поля [56]. В плоском случае только бесконечно тонкий слой из этого конуса доступен для анализа, большая часть спектральных компонент усиливаемого потока выходит из плоскости установки и, соответственно, выводит дифрагированный пучок из этой плоскости.

Таким образом, для того чтобы иметь возможность определить модуль и направление волнового вектора звука в пространстве, необходимо измерять по крайней мере три угла: угол падения ϑ_i в плоскости установки, азимутальный ϑ_s и угол места α_s для выходного луча. Соответственно должны быть изменены расчетные соотношения [57].

Однако трехмерность процесса дифракции приводит не только к усложнению обработки результатов измерений, но и к качественно новым эффектам. Прежде всего отметим, что использование приемной апертуры в виде вертикальной щели (как это часто делается экспериментально) приводит не только к полной потере информации об угле выхода q из горизонтальной плоскости, но и к погрешностям в определении $|q|$, при небольших значениях $|q|$ достигающих десятков процентов.

Далее, если в плоском случае поляризация рассеянного света сохраняется (изотопная дифракция) или же поворачивается на 90° (анизотропная), то в общем случае эти правила отбора нарушаются. Продольная волна начинает давать вклад также в анизотропную дифракцию, а поперечная — в изотропную. Этот вклад приводит к снятию вырождения и неоднозначности процесса дифракции, что заставляет привлекать различные дополнительные данные для получения надежных результатов.

Кроме введения второй степени свободы у приемного устройства имеется еще одна возможность исследования трехмерности процесса, а именно: наклон кристалла по отношению к плоскости установки [58]. Геометрия дифракции в этом случае остается плоской, однако наклон кристалла позволяет исследовать и наклонные компоненты звукового потока. В этом случае не возникает неоднозначности в процессе рассеяния, что существенно облегчает интерпретацию, хотя численные расчеты при этом также необходимы. Однако такой метод значительно усложняет конструкцию системы перемещения кристалла.

3.2.2. Влияние ограниченности объема. Второе ограничение метода рассеяния Мандельштама—Бриллюэна связано с ограниченностью рассеивающего объема [32, 59]. Действительно, для получения хорошего координатного разрешения необходимо использовать зондирующие пучки малого диаметра. В то же время естественная расходимость такого сфокусированного пучка приводит к неопределенности в определении углов, т.е. не позволяет с достаточной точностью определить волновой вектор рассеивающего процесса. По существу, здесь проявляется на макроскопическом уровне принцип дополнительности. Рассмотрим это несколько более подробно.

В результате взаимодействия зондирующего луча света с отклонением диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon(\mathbf{r})$ от равновесного значения в освещенной области образца образуется распределение индуцированного вектора поляризации $\mathbf{p} = E(\mathbf{r})\Delta\epsilon(\mathbf{r})$, которое и является источником вторичного (рассеянного) света [32, 33, 59]. Это распределение занимает конечный объем, ограниченный областью пересечения зондирующего пучка с кристаллом. В соответствии

с теоремой Котельникова—Шеннона спектр всякого ограниченного в пространстве распределения, в принципе сплошной и бесконечный, точно представляется дискретным бесконечным рядом по выборочным функциям типа $\text{sinc } x = \sin x/x$, т.е.

$$p(q_x, q_y, q_z) = \sum_{-\infty}^{\infty} \sum_{-\infty}^{\infty} \sum_{-\infty}^{\infty} p(q_{mnl}) \text{sinc } a_1(q_x - 2m\Delta q_{01}) \times \\ \times \text{sinc } a_2(q_y - 2n\Delta q_{02}) \cdot \text{sinc } a_3(q_z - 2l\Delta q_{03}), \quad (9)$$

где $\Delta q_{0j} = \pi/2a_j$, a_j — размеры области взаимодействия. Каждая выборочная функция в спектральном пространстве аналогична фону при разложении в спектр механических колебаний, и аналогично фону в реальном пространстве ей соответствует собственная мода. Соответственно, каждая мода — это элементарное колебание, которое может быть возбуждено независимо. Однако не все моды оказываются активны в излучении, а лишь те, фазовые ячейки которых пересекаются сферой Эвальда (рис. 8). Каждой активной моде в излучении соответствует элементарный пучок, расходимость которого определяется эффективным поперечным размером рассеивателя. В дальней зоне эти пучки, соприкасаясь друг с другом, плотно и равномерно покрывают всю сферу (рис. 9). Мощность каждого элементарного пучка с помощью универсального коэффициента передачи связана с мощностью возбуждения моды. Таким образом, поле излучения произвольно возбужденного ограниченного рассеивающего объема представляется дискретным конечным рядом элементарных пучков.

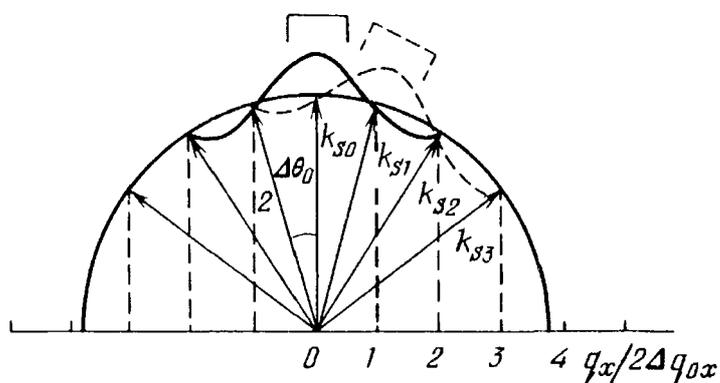


Рис. 9. Разбиение пространственного спектра излучателя (плоский случай) на элементарные фазовые ячейки размером $\Delta q = \pi/2a_j$ и соответствующее ему разбиение излученного поля на элементарные пучки; замена истинной формы огибающих пучков эквивалентными прямоугольниками [32]

Такой подход позволяет правильно оценить возможности метода РМБ и оптимизировать экспериментальные условия. Действительно, применять приемную апертуру меньшую, чем элементарный пучок, бессмысленно, так как сигнал уменьшится, а новой информации получено не будет. Также нельзя применять апертуру большую, чем элементарный пучок, так как хотя сигнал и возрастет, но теряется разрешение. Поэтому приемная апертура должна быть согласована с входной, т.е. с диаметром зондирующего пучка. Последний же определяется требуемым координатным разрешением, которое при экспериментально наблюдаемом усилении порядка несколько сотен дБ/см не должен превышать нескольких десятков мкм. Добавим также, что для получения интерпретируемых результатов временное разрешение должно быть не хуже 25 нс (что согласовано со временем пробега звуком зондирующего пучка). Отсутствие временного разрешения и получение усредненных по времени результатов при тех быстроизменяющихся процессах, которые наблюдаются экспериментально, по существу делает их непригодными для обработки.

К сожалению, указанные выше особенности метода РМБ не принимались во внимание во многих работах, что, возможно, является одной из основных причин разброса наблюдаемых результатов, к которым надо относиться с известной долей осторожности. Вторая возможная причина разброса — это неопределенность свойств образцов, поскольку технология роста кристаллов типа A_2B_6 еще недостаточно отработана.

3.3. Применение рассеяния рентгеновских лучей. При анализе высокочастотных акустических потоков, особенно в случае непрозрачных кристаллов типа GaAs, применяют рентгеновские лучи [60]. Методика в принципе эквивалентна методике рассеяния Мандельштама—Бриллюэна, но с расширенным частотным диапазоном. Принципиальным недостатком этого метода (помимо трудностей технической реализации) является низкое временное разрешение.

3.4. Измерение абсолютной интенсивности акустического потока. Описанные выше методы пригодны в основном для относительных измерений. Однако интерес представляют и абсолютные интенсивности. Прямых методов измерения интенсивностей акустических потоков в рассматриваемом диапазоне не существует. Это связано, в частности, с невозможностью подведения этого потока к какому-либо измерителю из-за сильного поглощения в звукопроводе. Измерения потока необходимо проводить непосредственно в точке его нахождения, что возможно осуществить только косвенными методами.

Одним из первых методов такого рода был метод измерения акустотока после выключения импульса поля. Очевидно, что величина тока связана с количеством захваченных пьезополем электронов. Это и позволяет оценить мощность по соотношению Вайнрайха. Однако такой метод пригоден только в линейном и слабонелинейном режиме. При полном захвате электронов акустоток уже не несет информации об интенсивности потока, что было подтверждено экспериментально [61].

3.4.1. Измерение интенсивности по эффекту Франца—Келдыша. Сопровождающее упругую волну электрическое поле влияет на оптические свойства образца, что позволяет измерять интенсивность потока. Можно использовать электрооптический эффект [47], однако он неудобен из-за неоднозначности. Поэтому рассмотрим влияние пьезополя на сдвиг края зоны за счет эффекта Франца—Келдыша. Очевидно, что в принципе этот сдвиг определяется двумя причинами: тянущим полем [62] и пьезополем акустического потока [63]. Нетрудно показать, что пьезополе акустического потока, достигшего уровня насыщения, следующим образом связано с тянущим полем: $E_{1H}^2 = 2en_0\chi^2 E_0 / \alpha_L \epsilon$. Отсюда следует, что для характерных концентраций и величин решеточного поглощения вклад акустического потока преобладает. Экспериментально это проявляется во временной задержке увеличения поглощения по отношению к импульсу поля.

Рассмотрим подробнее этот эффект для реальных полупроводников, край поглощения которых подчиняется правилу Урбаха $\alpha = \alpha_g \exp[-\sigma_F(\omega_g - \omega)]$, где $\sigma_F = B\hbar/k_B T$, α и α_g — коэффициенты поглощения света на частотах ω и ω_g соответственно, B — относительная крутизна. Приложение электрического поля [64] эквивалентно сдвигу края зоны

$$\hbar\Delta\omega = \frac{\hbar^2 B^2 e^2}{24(k_B T)^2 m^*} E^2. \quad (10)$$

Пьезополе акустической волны модулирует коэффициент поглощения с амплитудой $\Delta\alpha_1 = \alpha [\exp(I_a/I_{a3}) - 1]$, где

$$I_{a3} = \frac{12\epsilon v m^*}{\hbar^2 e^2 \kappa^2} \left(\frac{kT}{B}\right)^3. \quad (11)$$

Измеряя экспериментально изменение интенсивности прошедшего света и произведя усреднение коэффициента поглощения по длине волны звука, можно таким образом определить интенсивность звукового потока. Учитывая, что ряд параметров, в частности крутизна урбаховского края, обычно известен с не слишком высокой точностью, можно ожидать, что полная погрешность определения интенсивности потока будет порядка 50%. Хотя это и нельзя считать высокой точностью, но пока, к сожалению, более точных методов нет. Результаты эксперимента [66] по изучению уровня насыщения таким методом подтвердили его возможности, показав совпадение с расчетами по формуле (4).

3.4.2. Определение интенсивности по экситонной люминесценции. Упомянем еще один метод, который фактически является индикатором превышения интенсивностью определенного порога. Как известно, при наличии в полупроводнике свободных электронов определенная часть из них связывается с дырками, образуя свободные экситоны. Электрическое поле, близкое к потенциалу ионизации экситона, производит уменьшение интенсивности экситонной люминесценции [67]. Так же действует и пьезополе акустической волны, что и позволяет оценить интенсивность потока. Для CdS ионизация экситонов наступает при полях ~ 30 кВ/см, что соответствует интенсивности ~ 10 кВт/см² (для продольной волны). Этот эффект наблюдался экспериментально [68].

4. Основные результаты экспериментов по изучению развития акустической неустойчивости

Прежде всего отметим, что развитие акустической неустойчивости в подавляющем большинстве работ наблюдалось только на поперечных пьезоактивных Т2-волнах. Это естественно, когда поле приложено перпендикулярно оси C_6 . Однако даже когда поле было приложено вдоль оси C_6 , тоже усиливались косые (под углом 30°) Т2-волны вместо ожидаемого усиления продольных волн. Эту особенность обсудим ниже.

Далее, надо считать установленным, что имеются два принципиально отличающихся друг от друга режима усиления: режим с относительно небольшим усилением (примерно < 100 дБ/см) и режим с большим усилением, когда уровень нелинейности достигается уже на пробеге некоторой части длины образца [69]. В первом случае процесс развития неустойчивости вначале близок к предсказываемому линейной теорией, а затем, через несколько пробегов, из него образуется вблизи анода стоячий домен. Во втором случае в образце уже на первом пробеге образуется бегущий акустоэлектрический домен — короткий пакет, в котором интенсивность звука значительно превышает интенсивность во всем остальном пространстве. На домене происходит падение почти всего приложенного потенциала, а движется он со скоростью, близкой к скорости звука. Рассмотрим эти режимы подробнее.

4.1. Режим небольшого усиления изучался в большом количестве работ [70], и к настоящему времени можно считать, что основные черты его поняты. Процесс развивается так. В момент включения поля начинается процесс линейного усиления затравочных шумов. Их распределение в пространстве монотонно нарастает, стремясь к экспоненциальному. Одновременно начинается отражение этого акустического потока от анода. По ряду причин, в частности из-за возможной смены типа волны при отражении [71], затухание отраженного потока слабее, чем соответствующее усиление прямого. Поэтому повторное отражение от катодного дает волну в прямом направлении, превосходящую исходный шум. Эта волна опять усиливается, и процесс повторяется несколько раз, пока уровень потока вблизи анода не достигнет уровня начала нелинейности $e\Phi_1 \approx 0,1k_B T$. Тогда начинается захват электронов, повышение эффективного сопротивления в прианодной области и повышение поля в ней. Повышение поля приводит в соответствии с теорией к повышению усиления и расширению динамического диапазона в прианодной области и к уменьшению их в остальной области. В результате интенсивность акустического потока у анода возрастает, а в остальной части падает, пока не будет достигнуто динамическое равновесие. При этом у анода интенсивность потока значительно превосходит интенсивность в остальной части образца. Такое распределение принято называть стоячим акустическим доменом. Процесс его развития хорошо иллюстрируется ступенеобразным спадом тока через образец от омического значения до уровня насыщения, причем длительность ступенек обычно совпадает с двойным временем пробега через образец [38].

Реальная картина обычно только качественно соответствует приведенному описанию, и даже в начальные моменты времени не наблюдается плато в распределении интенсивности вдоль образца. Для установления причины этого Гелбертом и Мани [72] был проведен специальный эксперимент, в котором применялась двухимпульсная методика, существенно уменьшающая роль пьезоудара прикатодной области. В этой методике к образцу сначала прикладывается поле, немного не достигающее критического. Через время, достаточное для затухания колебаний прикатодной области, прикладывается добавочный небольшой импульс поля. В результате этого суммарное поле начинает превосходить критическое и развивается акустическая неустойчивость теплового уровня (рис. 10). В этой работе в однопобеговом режиме получено не только качественное, но и количественное совпадение с теорией. Это свидетельствует о правильности развитой простейшей модели для описания специальных экспериментальных условий. Одновременно большое значение этой работы заключается в прямом экспериментальном подтверждении важной роли прикатодных ударных шумов в формировании затравки при развитии неустойчивости. К этому вопросу вернемся еще раз ниже.

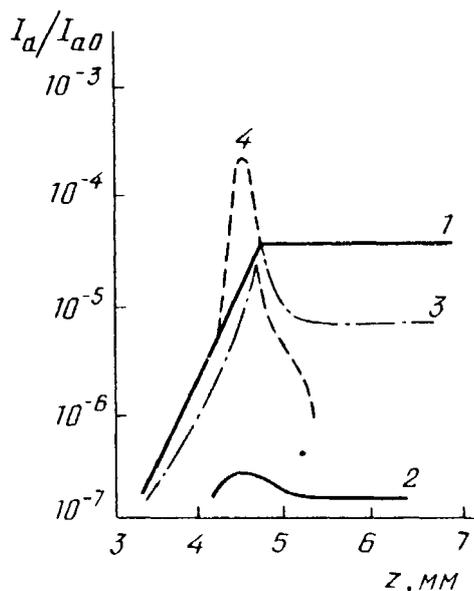


Рис. 10. Распределение потока в CdS без пьезоудара (1, 2) и с пьезоударом (3, 4) на частотах 2,5 ГГц (1, 3) и 0,28 ГГц (2, 4); $\gamma = 0,38$, $t = 2,6$ мкс [72]

Также были проведены эксперименты [73] по изучению зависимости скорости звука от надкритичности, предсказанной теорией. Эксперимент показал, что, действительно, при малых надкритичностях ($\gamma \ll 1$) скорость введенного звука заметно зависит от частоты и приложенного поля. Совпадение с предсказаниями теории достаточно хорошее.

Исследовалось также параметрическое взаимодействие двух введенных сигналов или же сигнала и шума [74 — 82]. Эксперименты подтвердили возможность параметрического (в частности, непайерлсовского) взаимодействия, а также показали, что при соответствующих фазовых соотношениях, определяемых углом между направлениями распространения потоков (малая надкритичность, существенная дисперсия), возможна эффективная перекачка энергии одной волны в другую. Показано также, что параметрическое взаимодействие сигнал/шум при определенных условиях может привести к перекачке энергии сигнала в шум и в конце концов к подавлению сигнала. Было высказано предположение, что именно эта причина не дает возможности создать работоспособный усилитель электрических сигналов.

Большой интерес представляет изучение спектрального состава развивающейся неустойчивости. В многопробеговом режиме наблюдается плавный сдвиг вниз частоты максимума спектральной плотности в два и более раз [77, 83]. Было высказано предположение, что это есть следствие параметрического, в основном вырожденного, взаимодействия с развалом основного фонона на два фонона приблизительно равной энергии. Было теоретически показано, что в режиме слабой нелинейности такое взаимодействие возможно не только для монохроматических, но и для шумовых сигналов [80, 81], причем в рамках этого приближения эффективность преобразования растет с увеличением амплитуд сигналов [74]. Этот же механизм был рассмотрен на Квантовомеханическом языке [76], на языке взаимодействия не волн, а фононов. Показано, что пайерлсовское (квантовый аналог трехволнового параметрического взаимодействия) или непайерлсовское, с участием сильно демпфированной волны электронной плотности (квантовый аналог четырехволнового параметрического взаимодействия), взаимодействия также могут объяснить этот эффект. Показано также, что непайерлсовское взаимодействие более эффективно, чем пайерлсовское, и именно оно в настоящее время чаще всего привлекается для объяснения сдвига частоты.

Однако необходимо подчеркнуть, что все теоретические работы проведены только в приближении слабой нелинейности, и только в этом приближении эффективность взаимодействия возрастает с увеличением амплитуды волн. Представляется неправильным проводимое во многих экспериментальных работах расширение пределов применимости этой теории также и на режим средней нелинейности и объяснение с ее помощью экспериментальных результатов, полученных в этом режиме. Можно показать, что в режиме средней нелинейности эффективность преобразования падает аналогично тому, как падает в этом режиме коэффициент усиления (см. рис. 6). В области глубокой нелинейности эффективность взаимодействия четвертого порядка (непайерлсовского) должна быть равна нулю: электронный сгусток не может пропасть, так как от соседних сгустков он отделен высокими потенциальными барьерами.

Можно предложить следующий механизм понижения частоты максимума спектральной плотности в многопробеговом режиме. Как было показано в работе Гелберта и Мани [72], в однопроходном режиме при малой надкритичности не наблюдается сдвига частоты вниз. Следовательно, можно ожидать, что важную роль будет играть процесс обратного распространения отраженной

от анода волны. Действительно, поскольку эта волна достигает катода, то вклад электронного поглощения относительно невелик, и основную роль здесь играет решеточное поглощение, особенно при смене типа волны при отражении. Это поглощение уменьшается с понижением частоты. Поэтому при обратном распространении в потоке относительно подчеркиваются низкие частоты, и при каждом проходе осуществляется последовательный сдвиг вниз максимума спектральной плотности до тех пор, пока это не компенсируется уменьшением усиления на прямом проходе. На балансе этих частотных характеристик и происходит формирование предельной частоты акустического потока.

4.2. Картина развития акустической неустойчивости принципиально меняется, если используется режим большого (более 100 дБ/см) усиления. В этом режиме акустический поток уже на первом проходе достигает уровня глубокой нелинейности, что приводит к образованию движущегося акустоэлектрического домена (АЭД) [84, 85]. АЭД представляет собой короткий (порядка 100 мкм) пакет акустических колебаний, движущихся по образцу со скоростью, близкой к скорости звука. Свойства такого домена достаточно своеобразны, не укладываются в рамки существующих теорий, и поэтому представляется целесообразным вначале просто перечислить их.

4.2.1. АЭД начинает регистрироваться спустя время, приблизительно равное инкубационному времени, т.е. в момент начала заметного спада тока [86 — 89]. Следовательно, домен явно нелинейное образование, и его коэффициент усиления должен плавно уменьшаться по мере роста его интенсивности (рис. 11). В эксперименте этого не наблюдается — домен растет экс-

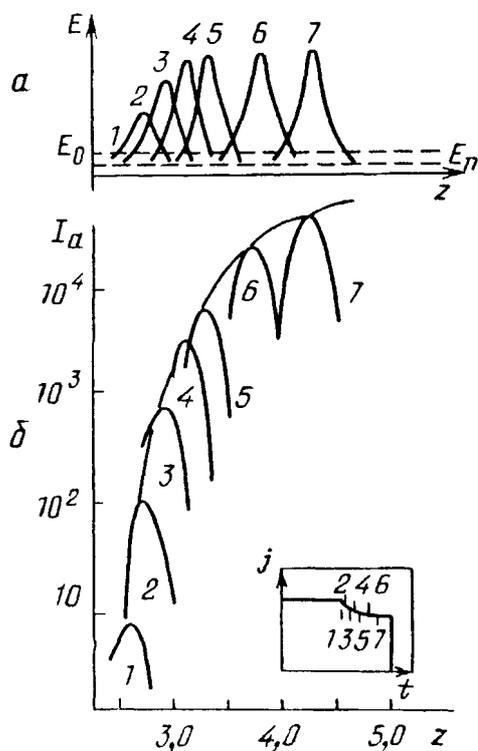


Рис. 11. Распределение акустического потока (а) и электрического поля (б) в моменты времени 1 — 7, отмеченные на осциллограмме импульса тока (на вставке), при образовании домена [86]

поненциально с коэффициентом усиления, не меньшим линейного, или даже суперэкспоненциально в диапазоне около двух порядков. Лишь с выходом тока на уровень насыщения (т.е. в области глубокого насыщения) начинается уменьшение коэффициента усиления (рис. 11). Столь своеобразные особен-

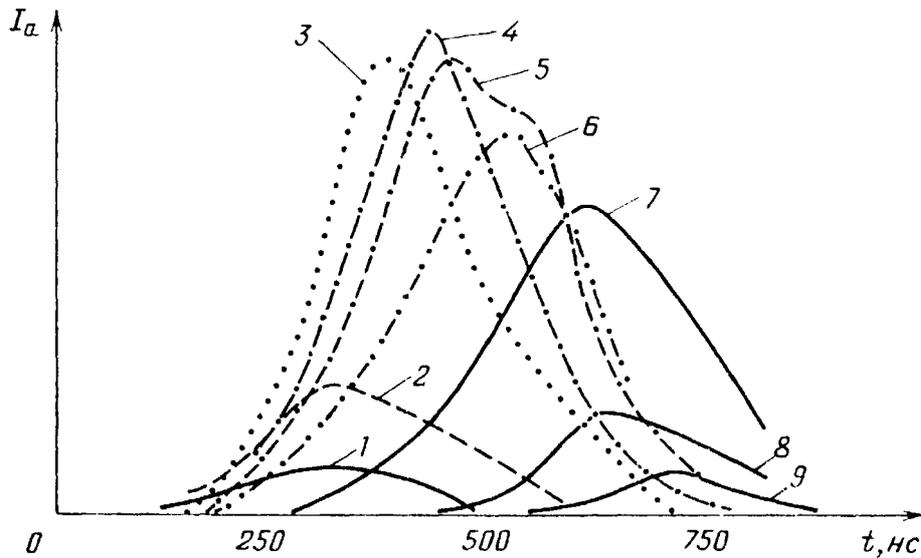


Рис. 12. Зависимость интенсивности акустического потока от времени для расстояний от катода (в мм): 1,05 (1), 1,25 (2), 1,45 (3), 1,65 (4), 1,85 (5), 2,05 (6), 2,25 (7), 2,45 (8) и 2,65 (9)

ности нелинейного режима не имеют объяснения в рамках описанных выше теорий.

4.2.2. Если усиление велико, но приложенное поле больше оптимального ($\beta_E > 1$), то АЭД не образуется. Таких экспериментов мало, поскольку при приложении больших полей велика вероятность пробоя (чаще всего поверхностного) кристалла. Однако, например, в работе [66] при использовании высокой начальной концентрации электронов, когда время выхода акустического потока на уровень насыщения не превосходило времени ионизации воздуха, были проведены измерения с короткими импульсами поля, не вызывающими пробоя образца. Результаты этих экспериментов показали, что в таком режиме нарастание потока имеет ламинарный характер и домен не образуется.

4.2.3. Особенности скорости распространения домена. Если построить график зависимости временного положения максимума домена от координаты, то в среднем точки хорошо укладываются на прямую, наклон которой близок к скорости звука [86, 89]. При экстраполяции прямая в $t = 0$ попадает в катод с точностью до размеров домена. На участке от точки зарождения до начала выхода АЭД на уровень насыщения наблюдается отклонение скорости вершины домена от скорости звука, что, по всей видимости, связано с изменением формы домена. Тщательные измерения на установке, имеющей многоканальное цифровое накопление и позволяющей записать полный временной профиль сигнала в каждой точке, позволили восстановить и полное пространственное распределение потока по образцу со временем в качестве параметра. Эти измерения показали [90], что на участке суперэкспоненциального роста домена его передний фронт движется со скоростью, близкой к скорости звука (несколько превышая ее), а вершина и задний фронт практически не движутся, лишь нарастают по амплитуде (рис. 12). Такое поведение соответствует абсолютной, а не конвективной неустойчивости потока, которая согласно теории должна существовать при акустоэлектронном взаимодействии. Подчеркнем, однако, что эта абсолютная неустойчивость наблюдается не в линейном режиме, для которого разработана теория, а в существенно нелинейном.

После того как рост интенсивности домена замедлится и начнет выходить на уровень насыщения, домен как бы срывается с места и начинает двигаться уже как целое со скоростью, близкой к скорости звука.

При использовании кристаллов недостаточно высокого качества или при наблюдении домена в продольных кристаллах (на косых T2 волнах) может наблюдаться и более сложная картина: иногда домены начинают раздваиваться, иногда первый домен затухает, а вместо него возникает другой в тот же момент времени, но в другой координате, иногда наблюдается сдвоенный домен и т.д. По всей видимости, такие эффекты обусловлены наличием неоднородности в кристалле и отражением от боковых граней образца. Подобные сложные случаи рассматриваться не будут.

4.2.4. Длина домена зависит от проводимости образца, приложенного поля и типа кристалла. Подробных измерений этих зависимостей не произведено, но для CdS обычно эта длина составляет 100 — 300 мкм. С увеличением проводимости и уменьшением поля длина стремится к своему низшему пределу [47, 87].

4.2.5. Средний спектр заполнения домена соответствует квазимонохроматическому шуму и имеет относительную ширину $\Delta\Omega/\Omega_0 \approx 1/3$ в соответствии с приведенной теорией. Однако даже в точке зарождения домена частота максимума в большинстве случаев ниже Ω_0 . Как уже говорилось, объясняется это чаще всего тремя причинами: во-первых, влиянием решеточного поглощения; во-вторых, влиянием исходного спектра ударного затравочного пакета; в-третьих, влиянием центров прилипания [91, 92].

Наиболее интересным и непонятным является поведение максимума спектральной плотности в процессе усиления. Поскольку домен явно нелинейное образование, то можно было бы ожидать сдвига спектра вверх за счет генерации гармоник [93]. Однако экспериментально в области супсрэкспоненциального роста домена спектр плавно сдвигается вниз, достигает первой субгармоники, а в области насыщения домена обычно стабилизируется. Как и в случае режима малого усиления, этот сдвиг обычно объясняется одномерными взаимодействиями типа параметрического. Однако такое рассмотрение справедливо только в области слабой нелинейности. Наблюдаемый же сдвиг частоты происходит в области средней нелинейности.

Кроме того, имеется ряд экспериментов, результаты которых не укладываются в рамки теории. Прежде всего отметим результаты двух работ [94, 95], экспериментальные ситуации в которых близки, но результаты принципиально различны. В этих работах в усиливающий образец вводился от внешнего источника монохроматический звук заметной амплитуды и с помощью рассеяния света наблюдалось изменение его спектра. Частота вводимого звука в обоих случаях была в 2 — 3 раза выше частоты максимального усиления. В первой работе [94], как и обычно, наблюдалась интенсивная генерация субгармоник, а гармоники зарегистрированы не были. В работе же [95] наоборот, наблюдалась интенсивная генерация гармоник, а уровень субгармоник был значительно ниже. Какого-либо объяснения этому различию результатов предложено не было. Ниже рассмотрим возможные причины такого отличия.

Другая серия работ, результаты которых противоречат параметрическим теориям, связана с экспериментами по изучению развития неустойчивости в активных областях малого поперечного сечения. В первой из них [60] с помощью дифракции рентгеновских лучей изучался спектр усиленного высокочастотного (60 ГГц) потока в тонкой (20 мкм) пленке GaAs. Было обнаружено, что максимум спектра как раз соответствует теоретическому значению частоты максимального усиления и никаких субгармоник в нем не наблюдается. Авторы лишь с удивлением констатируют этот факт, никак его не интерпретируя. Отметим, однако, что в данном эксперименте наблюдался не гидро-

динамический режим усиления ($ql < 1$), а одночастичный ($ql > 1$). Трудно предположить, что в данном режиме механизм пайерлсовского или непайерлсовского взаимодействия фононов может действовать существенно иначе. Однако желательно было подтвердить его в обычном гидродинамическом режиме. Был поставлен специальный эксперимент [96], в котором тонкий нитеобразный активный канал (диаметром 120 мкм) создавался в объемном фоточувствительном образце CdS путем засветки сколлимированным пучком накачки через торец (рис. 13). Обнаружено (рис. 14), что в таком канале также не происходит плавного сдвига частоты максимума спектра вниз (скачкообразное

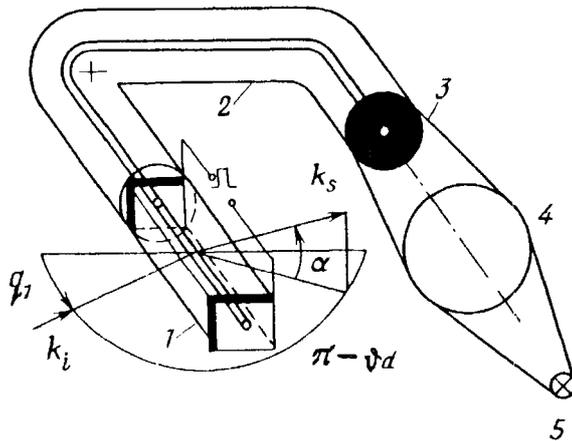


Рис. 13. Эксперимент с тонким активным каналом в образце. 1 — образец, 2 — световод, 3 — диафрагма, 4 — линза, 5 — ртутная лампа [96]

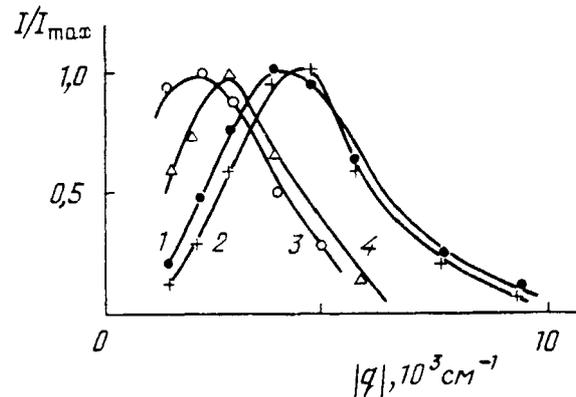


Рис. 14. Спектр акустического потока в активном канале на расстояниях 2,5 (1), 3,2 (2), 3,4 (3) и 3,8 мм (4) от катода [96]

изменение частоты происходит на неоднородности, случайно попавшей в канал). В то же время увеличение диаметра канала до 200 — 300 мкм качественно меняет картину — в этом случае наблюдается обычное смещение спектра в область первой субгармоники.

Эти результаты свидетельствуют о принципиальном влиянии поперечного размера области взаимодействия на эффективность генерации субгармоник. Это дает основание считать неприменимыми результаты одномерных теорий к реальной экспериментальной ситуации и заставляет искать альтернативный механизм. По всей видимости, он связан с поперечной некогерентностью шумового потока, о чем будет сказано ниже.

4.2.6. Интересные результаты получены при измерении ширины пространственного спектра для фиксированного $|q|$, в частности, для частоты максимального усиления. Выяснено [17], что эта ширина, т.е. расходимость соответствующего акустического потока, обычно составляет $5 - 10^\circ$, что близко к теоретическому значению. Из этого следует, что радиус когерентности потока порядка нескольких длин волн. Высокочастотные крылья в нелинейной области меньше, чем в линейной. Таким образом, весь поток можно представить в виде набора соприкасающихся трубок когерентности, причем в нелинейной области переходы между ними более плавные, чем в линейной.

Отсюда следует, что (как это на первый взгляд ни парадоксально) модельным экспериментом для одномерной модели бесконечных плоских волн является эксперимент с тонким активным каналом, а не с толстым объемным образцом. Действительно, если диаметр канала значительно больше длины волны звука, то волноводные эффекты еще не сказываются и волна распространяется как в свободном пространстве. С другой стороны, если диаметр

канала не превосходит радиуса когерентности потока, то в пределах канала волна поперечно когерентна, что соответствует одномерной модели. Поэтому данные именно таких экспериментов должны сравниваться с одномерной теорией.

4.2.7. Как уже было отмечено в п. 4.2.5, относительная ширина временного спектра домена порядка $1/3$. Однако необходимо отметить, что интенсивность света, рассеянного доменом, обычно очень сильно флуктуирует по амплитуде (до 10 раз и более). Поэтому ширина спектра, по-существу, есть результат усреднения по многим реализациям процесса.

Для исследования этого вопроса был проведен специальный эксперимент, в котором изучалась зависимость статистических свойств света, рассеянного доменом, от ширины приемной апертуры [97]. Эксперимент ставился так. Геометрия рассеяния настраивалась на максимум сигнала при оптимальной приемной апертуре. С помощью строб-импульса выделялось максимальное значение амплитуды света, рассеянного доменом. С помощью аппаратуры многоканального цифрового накопления регистрировалась эта амплитуда в каждой реализации (из последовательности в 128 реализаций). Далее производилась статистическая обработка измерений и изучалась зависимость среднего значения и дисперсии от величины приемной апертуры. Результаты приведены на рис. 15.

Из рисунка видно, что среднее значение сначала возрастает с увеличением апертуры, а затем выходит на уровень насыщения. Такое поведение вполне

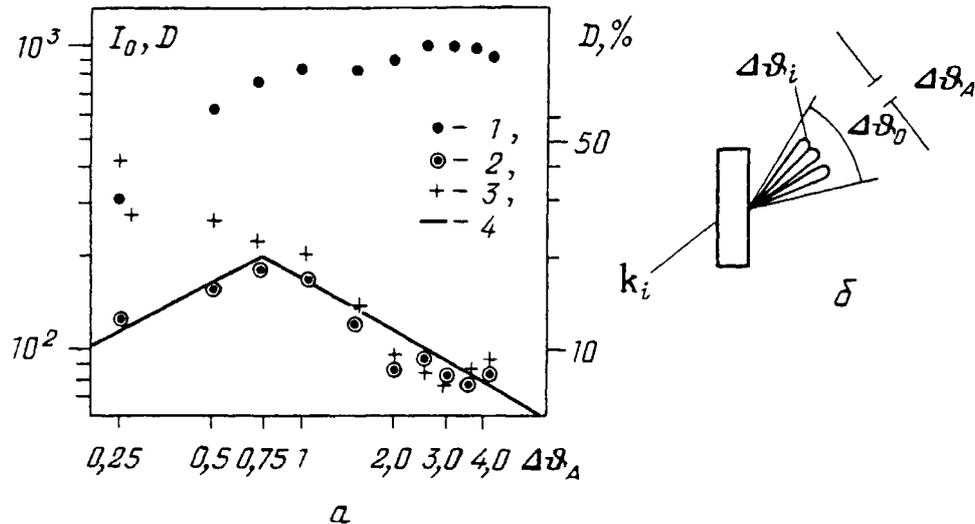


Рис. 15. *a* — Зависимость средней интенсивности рассеянного света I_0 (1), абсолютного (2) и нормированного (3) среднеквадратичного отклонения от приемной апертуры. Точки — эксперимент, кривая 4 — расчет, привязка по максимуму. *b* — Процесс рассеяния; $\Delta\delta_i$ — ширина диаграммы в каждой реализации, $\Delta\delta_0$ — интегральная ширина [97]

естественно: при большой приемной апертуре весь свет, рассеянный квази-монохроматическим акустическим потоком по разным направлениям в конусе, определяемом шириной спектра потока, попадает в приемную апертуру.

Значительно интереснее ведет себя дисперсия. Вначале относительная дисперсия возрастает как корень квадратный из интенсивности сигнала, что представляется вполне естественным. Когда же происходит перелом в кривой и интенсивность начинает стремиться к уровню насыщения, дисперсия начинает убывать как корень квадратный из интенсивности, стремясь к уровню,

определяемому собственными шумами аппаратуры ($\sim 5\%$).

Сопоставим полученные результаты с возможными моделями. Если предположить, что спектр каждой реализации домена совпадает со средним, а флуктуации интенсивности вызваны флуктуациями интегральной интенсивности домена, то дисперсия не должна была бы зависеть от приемной апертуры. Это предположение не соответствует эксперименту. Вторая возможность — изменение частоты заполнения АЭД от реализации к реализации случайным образом вокруг среднего значения в пределах, определяемых полосой усиления, при постоянной интегральной интенсивности АЭД. Такая модель соответствует эксперименту. Действительно, при такой модели в каждой реализации рассеянный пучок света каждый раз направлен по несколько иному направлению (см. рис. 15), что при малой апертуре приводит к флуктуациям регистрируемого сигнала. При увеличении апертуры сигнал обязательно попадает в нее и дисперсия стремится к нулю.

Таким образом, этот эксперимент показал, что обычно регистрируемый спектр домена есть средний спектр по многим реализациям. Спектр же каждой отдельной реализации уже среднего не менее чем в 6 раз. Соответственно больше и длина когерентности, и в каждой реализации домен практически полностью продольно когерентен по всей своей длине. Однако от реализации к реализации его частота заполнения флуктуирует случайным образом в пределах полосы усиления. При тепловом затравочном источнике такая ситуация невозможна, что подтверждает его ударное происхождение, описанное выше.

4.2.8. Интересную информацию о домене дали зондовые измерения распределения электрического поля по образцу. Результаты показали, что для однородных образцов высокого качества вначале поле постоянно по образцу, а затем, после образования домена, поле в нем начинает возрастать. Это поле быстро стремится к уровню насыщения, когда во всем образце, кроме домена, поле равно пороговому, а в домене — оставшемуся потенциалу, деленному на длину домена: $E_d = [U - E_n(L - l_d)]/l_d$. Это поле значительно превосходит среднее поле $E_0 = U/L$. Такое поведение вполне понятно — в домене вес свободные электроны захвачены пьезополем и движутся со скоростью звука, а потому эффективная проводимость этой области падает, что и приводит к перераспределению поля. Вне домена поле поддерживается равным пороговому, поскольку для сохранения непрерывности электрического тока электроны вне домена должны двигаться также со скоростью звука.

Более подробные и тщательные измерения распределения потенциала вдоль образца [89, 98 — 100] показали, что оно не монотонно. В районе домена имеется горб и провал. Такое распределение с неопровержимостью свидетельствует о накоплении избыточного заряда в домене, а в ряде случаев — о наличии двойного слоя, когда область перед доменом обеднена. Согласно проведенным оценкам [89], величина избыточного заряда составляет доли процента от концентрации, однако если учесть, что при измерениях расстояние между зондами было много больше дебаевского радиуса экранирования, то реально этот заряд приблизительно на порядок больше. Для домена длиной 100 — 200 мкм такая величина заряда в несколько раз повышает концентрацию свободных электронов по сравнению с равновесной n_0 . Объяснения возникновения такого заряда или его влияния на процесс развития АЭД нам неизвестно. Однако можно ожидать, что роль его существенна, о чем подробнее будет сказано ниже.

4.2.9. Отметим еще, что в проведенных в последнее время экспериментах

с тонким активным каналом [96] обнаружено развитие неустойчивости в продольных образцах на продольных волнах, как это и следовало из одномерной теории. В объемных образцах косые Т2-волны, порог которых ниже, из-за конечной длительности фронта импульса поля начинают развиваться раньше и при достижении уровня нелинейности подавляют усиление продольных волн. Однако при тонком канале косые Т2-волны выбегают из активного канала и не могут достичь больших интенсивностей. Поэтому неустойчивость развивается на осевых продольных волнах. Предположения о таком механизме подавления продольных волн в объемных образцах высказывались уже давно, но прямое экспериментальное подтверждение получено лишь недавно.

4.2.10. Таковы основные особенности развития АЭД в режиме большого усиления. Некоторые из них могут быть поняты в рамках общепринятой теории акустоэлектронного взаимодействия, и об этом говорилось выше при их описании, другие же выходят за эти рамки. Ясно, что теория возникновения и развития АЭД должна объяснить все отмеченные выше особенности. Однако, к сожалению, работы, специально посвященные теоретическому анализу доменизации акустического потока, в подавляющем большинстве рассматривали лишь процесс его зарождения (да и то, как будет показано ниже, не смогли дать окончательного ответа на этот вопрос), оставляя в стороне остальные особенности домена.

Прежде всего было высказано предположение, что затравкой домена является ударный пакет, генерируемый прикатодной областью. Из экспериментов видно, что это предположение верно. Впрочем, как следует из осцилляторного поведения процесса с периодом L/v при больших длительностях импульса поля, ясно, что и после удара прикатодная область является источником повышенного шума.

Далее, было отмечено [20], что неоднородное распределение проводимости по образцу (в частности, неоднородная засветка) также может привести к доменоподобному режиму. Однако, по всей видимости, это может облегчить возникновение домена из затравочного пакета, но не может являться основной причиной его возникновения.

Далее отметим работу Хайдла [87], в которой была сделана попытка объяснить возникновение домена ОДС, которая, по его мнению, возникает при акустоэлектронной неустойчивости даже при малых амплитудах потока. Более точный теоретический анализ этого процесса [2] показал, что при малых интенсивностях ОДС не возникает, что было подтверждено экспериментом по исследованию мгновенных ВАХ [101].

Вопросу образования домена посвящена работа Ридли и Вилькинсона [19], в которой они исследовали нелинейное взаимодействие мод пространственного заряда с модами акустической волны методом Боголюбова—Крылова. Им удалось показать, что при многомодовом режиме в приближении случайных фаз возможно доменоподобное решение. Однако фактически каких-либо свойств домена, наблюдаемых экспериментально, эта теория не предсказывает.

Некоторые интересные физические соображения об образовании и развитии домена приведены в работе Батлера [102], однако и они недостаточны для объяснения свойств домена.

Таким образом, к настоящему моменту не существует законченной теории, адекватно объясняющей основные свойства домена. Более того, в настоящее время не до конца ясно, какие физические механизмы надо учитывать при построении теории домена. Как следует из описанной совокупности экспериментов, особенно проведенных в последнее время, принципиально важны

при анализе развития домена по крайней мере три фактора, не учитываемые теорией: трехмерность процесса, его свойства в области средней нелинейности и накопление избыточного заряда в домене. Создание такой трехмерной нелинейной теории встречает пока непреодолимые трудности, поэтому рассмотрим качественную модель возникновения и развития АЭД, подкрепив ее, где возможно, оценками.

4.2.11. Как следует из эксперимента, затравкой домена является пьезоудар прикатодной области [72]. Амплитуда этого пакета незначительно (в несколько раз) превосходит уровень равновесных тепловых шумов, о чем свидетельствует близость инкубационного времени домена к величине, полученной расчетным путем для теплового затравочного шума. Это можно объяснить сравнительно малой крутизной фронта импульса поля и вследствие этого низкой эффективностью ударного возбуждения.

Таким образом, начальную (обычно не наблюдаемую экспериментально) стадию развития АЭД можно представить себе следующим образом (рис. 16). В момент включения импульса тянущего поля возникает в прикатодной об-

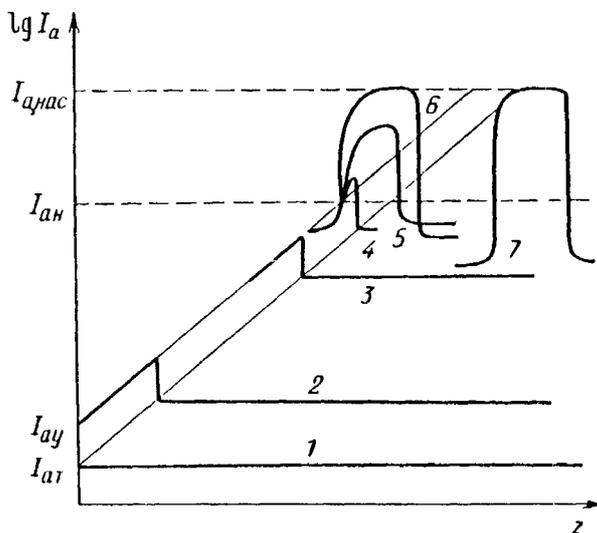


Рис 16. Упрощенная модель развития домена. Распределение акустического потока в моменты времени 1 — 7. $I_{ат}$ и $I_{ад}$ — тепловая и ударная затравка, $I_{нн}$ — уровень начала нелинейности, $I_{нас}$ — уровень насыщения ($I_{ад}$ обозначено как I_{ay})

ласти достаточно длинный акустический пакет, который начинает усиливаться вместе с равномерно распределенным тепловым шумом. В линейной области, т.е. в диапазоне около 5 — 6 порядков, они усиливаются независимо. Форма распределения сохраняется. Наконец, максимум распределения, т.е. вершина затравочного пакета достигает уровня начала средней нелинейности. В этом месте пьезополе захватывает примерно 10% электронов, что видно по спаду тока. Начинается перераспределение поля, в результате которого поле в домене начинает возрастать. Если, как это обычно бывает, приложенное поле меньше оптимального, то его повышение должно приводить к увеличению коэффициента усиления, на что уже указывалось раньше [22, 103, 104]. Однако этому противодействует нелинейное уменьшение коэффициента усиления, и заранее не ясно, какой из двух этих эффектов будет превалировать.

4.2.12. Рассмотрим подробнее этот процесс, используя в качестве основы результаты работы Тиена [20]. Пусть в образце длиной L распространяется короткий акустический пакет длиной l_d . Тогда эффективная проводимость в области пакета (в обозначениях Тиена) будет

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma_0 \frac{y_0}{y} \left[1 - \frac{(1 - y^{-1}) r}{\gamma_d p} \right], \quad (12)$$

где $r = 2[1 - (j_n/j)]/x\gamma_0$ — нормированный фактор насыщения тока, $p = 2\beta_E/x$ — нормированная надкритичность, $y = \gamma + 1$, $y_0 = \gamma_n + 1 = E_0/E_n$.

С учетом такого изменения сопротивления можно найти закон изменения поля в области пакета. В приближении $Lr/l_d p \gg 1$, которое в практически интересных случаях хорошо выполняется, легко показать, что поле в домене будет

$$E_d = E_0 Lr/l_d p. \quad (13)$$

Этим выражением можно пользоваться, если спад тока более 5%.

С учетом сказанного были проведены численные расчеты. При этом зависимость r от интенсивности акустического потока бралась из графиков работы [20], расчет велся методом итераций [28]. Результаты расчета приведены на рис. 17 для нескольких выбранных параметров. Хотя при выбранных па-

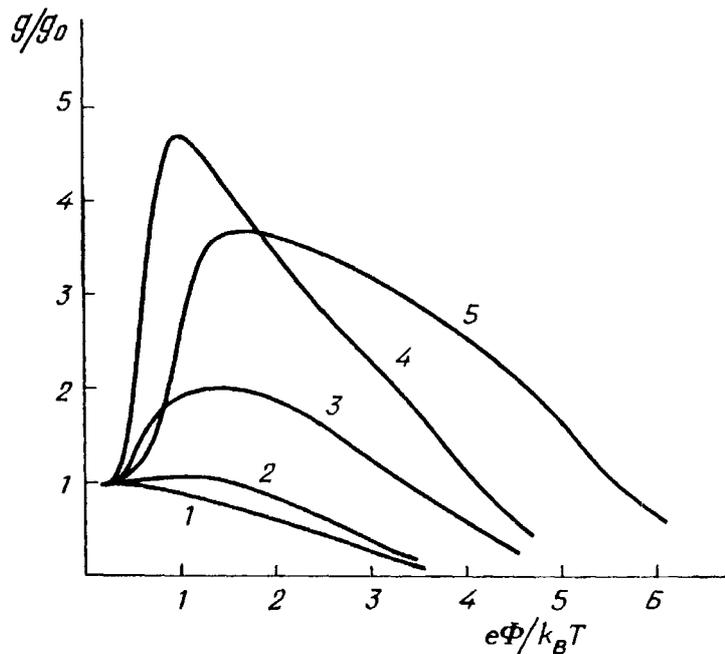


Рис. 17. Зависимость коэффициента усиления в домене от приведенной амплитуды $e\Phi_1/k_B T$ при различных начальных надкритичностях и l_d/L : $l_d = 0$, $\beta_E = 0,5$ (1); $l_d/L = 0,02$, $\beta_E = 0,5$ (2); $l_d/L = 0,2$, $\beta_E = 0,2$ (3); $l_d/L = 0,02$, $\beta_E = 0,1$ (4); $l_d/L = 0,1$, $\beta_E = 0,1$ (5) [28]

раметрах все кривые (2 — 5) качественно подобны, но из физических соображений можно ожидать, что кривая (3) наиболее близка к реальности. Из кривой следует, что при $e\Phi_1/k_B T \approx 1$ происходит увеличение коэффициента усиления примерно вдвое, что и соответствует суперэкспоненциальному росту домена в режиме средней нелинейности. Поскольку за пределами домена поле при этом уменьшается, то это приводит к уменьшению усиления, а в конце концов и к абсолютному затуханию окружающего домен фона. Именно поэтому можно считать, что домен формируется из затравочного пакета в начале режима средней нелинейности, спустя инкубационное время после включения импульса поля. Участок с усилением, превышающим линейное, простирается до $e\Phi_1/k_B T \approx 3$. Амплитуда на этом участке возрастает в 6 раз, что соответствует увеличению динамического диапазона (по интенсивности) немного бо-

лее чем на порядок. Эта величина меньше экспериментальной наблюдаемой, которая обычно близка к двум порядкам.

4.2.13. Одновременно с перераспределением поля начинается и процесс перераспределения заряда [28]. Обсудим его подробнее.

Если акустическая волна имеет постоянную амплитуду по всему образцу, то ясно, что в нелинейном режиме может произойти перераспределение электронов только по каждой длине волны: все электроны окажутся вблизи минимума потенциала и их средняя концентрация в этой полуволне удвоится. Именно этот случай рассматривается во всех работах.

Иная ситуация в случае короткого акустического импульса. В рассматриваемом случае гидродинамического приближения ($ql < 1$) электроны, стремясь выровнять уровень, могут притекать в потенциальную яму не только с соседнего горба, но со всего объема образца. Соответственно их средняя локальная концентрация в яме будет приблизительно равна $e\Phi_1/k_B T$ (объему ямы в единицах $k_B T$). Однако такое заполнение ямы и повышение в ней локальной концентрации происходит до тех пор, пока электроны вне импульса могут преодолевать потенциальный горб и застревать в яме. Если величина горба достигнет $(3 - 4)k_B T$, то вероятность перескока через горб станет очень малой и подток электронов в яму практически прекратится. Поэтому дальнейшее повышение амплитуды волны уже не приведет к повышению числа электронов в потенциальной яме, и для оценок можно положить, что максимальное превышение числа электронов в яме для короткого импульса примерно в 3 — 4 раза превышает соответствующее значение для непрерывной волны. Повышение концентрации должно приводить к соответствующему повышению уровня насыщения, что экспериментально наблюдалось в работе [66] и кратко описано в следующем разделе.

Помимо указанного, есть еще вторая причина, препятствующая накоплению электронов в яме. Это — кулоновское поле уже захваченных в яму избыточных электронов (напомним, что положительные и отрицательные пьезозаряды равны, т.е. акустический пакет сам по себе в целом электрически нейтрален). В обычных условиях эта причина не создает препятствий для накопления заряда в одном периоде волны и определяет число волн в пакете, в котором возможно накопление электронов.

Как уже говорилось, поле в домене $E_d \gg E_0$ (рис. 18). Накопленный избыточный заряд ΔNe создает поле, максимальное значение которого на границе домена $E_e = \Delta Ne/2\epsilon$. За пределами домена поле убывает на расстояниях порядка дебаевского радиуса. Таким образом, только при условии $E_d > E_e$ электроны еще смогут попадать в домен и захватываться там ямами пьезопотенциала (эффектом туннелирования, естественно, пренебрегаем). Посколь-

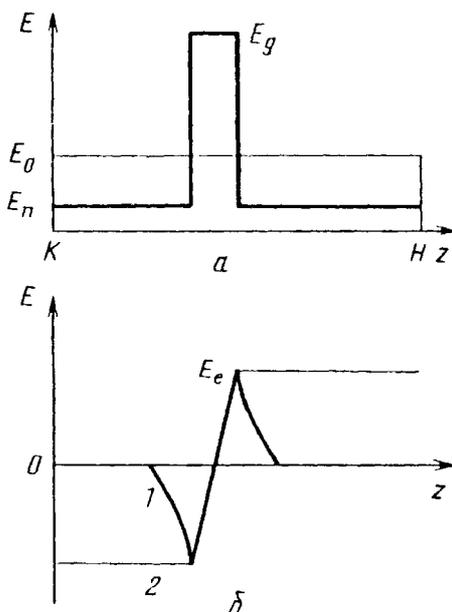


Рис. 18. Распределение по образцу в доменном режиме внешнего поля (а) и поля избыточного заряда домена (б) с учетом (1) и без учета (2) экранирования [28]

ку максимальный заряд, который может быть накоплен в одном периоде, был вычислен выше, то, используя это неравенство, можно определить полную возможную длину домена:

$$l_d = (\epsilon U / 4en_0)^{1/2}. \quad (14)$$

Взяв для оценок характерные параметры $l_d = 100$ мкм, $L = 10$ мм, $E_0 = 2$ кВ/см, получаем, что максимальный избыточный заряд в домене будет $\Delta N = 2 \cdot 10^{12}$ см⁻³, что может повысить концентрацию в нем в несколько раз. Соответственно должен расшириться и динамический диапазон по интенсивности примерно на порядок. Поскольку перераспределение поля и перераспределение заряда действуют независимо, то их совместное действие должно расширить динамический диапазон примерно на два порядка, что соответствует эксперименту. При этом коэффициент усиления, вообще говоря не постоянный в этом диапазоне, превосходит линейное значение примерно вдвое.

Нетрудно видеть, что полученной длине домена l_d соответствует 15 — 30 периодов колебаний. Поскольку эта величина близка к неусредненной длине когерентности потока (как следует из описанного выше эксперимента по изучению статистики), то каждая реализация домена практически полностью продольно когерентна.

4.2.14. С учетом выясненного влияния перераспределения поля и заряда на процесс усиления вернемся теперь к прерванному рассмотрению процесса развития АЭД из затравочного пакета (рис. 16). Как уже отмечено выше, в процессе усиления затравочного пакета и теплового шума наступает такой момент, когда передний фронт достигнет уровня начала средней нелинейности (см. рис. 10). В этот момент начнется перераспределение поля и заряда, которое приведет к суперэкспоненциальному росту как переднего фронта домена, так и следующей за ним части. Передний фронт домена, продолжающий двигаться со скоростью звука, через некоторое время достигнет уровня насыщения (см. рис. 12). В то же время остальная часть затравочного пакета еще не достигнет уровня насыщения и будет усиливаться с большим коэффициентом усиления. Форма домена будет при этом стремиться к прямоугольной (в принятом грубом приближении), что при наблюдении будет восприниматься как движение переднего фронта при неподвижном заднем, т.е., по-существу, как абсолютная неустойчивость. Такой процесс будет продолжаться до тех пор, пока полный накопленный заряд не ограничит длину домена. Тогда начнется видимое движение и задней стенки домена, что воспринимается как срыв домена с места своего зарождения и движение его как целого со скоростью звука.

Приведенное полуколичественное рассмотрение процесса образования и развития АЭД из затравочного пакета достаточно грубо, однако оно объясняет основные закономерности поведения домена. Действительно, такой подход позволяет объяснить временное поведение домена: зарождение его через инкубационное время после переднего фронта импульса поля, аномалии его скорости и причину попадания экстраполирующей кривой на катод. Впервые получено аналитическое выражение, определяющее длину домена, которое дает значение, без всяких подгоночных коэффициентов близкое к экспериментальному. Объясняется также суперэкспоненциальный рост домена в нелинейном режиме в диапазоне около двух порядков. Также становится ясна причина накопления и роль избыточного заряда в домене. Понятны и причины флуктуации интенсивности рассеянного света и образование наблюдаемой ширины спектров за счет усреднения.

4.2.15. По-существу, остался невыясненным только вопрос о причинах смещения спектра в область субгармоники. Как уже было сказано, затравочный пакет не когерентен по поперечной координате и распадается на большое число практически параллельных трубок когерентности диаметром в несколько десятков длин волн. Когда этот пакет достигнет уровня начала средней нелинейности, горбы пьезопотенциала начнут ограничивать подвижность электронов в продольном направлении, не изменяя ее в поперечном [28]. Поэтому электроны в сгустках имеют возможность свободно передвигаться в поперечном направлении под действием как кулоновских, так и диффузионных сил. Такое поперечное движение выводит электроны из области потенциального барьера в одной из трубок когерентности в долину соседней трубки. Затем они могут возвратиться в исходную трубку, но только в предыдущую долину (рис. 19). Поперечная некогерентность потока обеспечивает возможность такого "змейкового" продвижения электронов до тех пор, пока горбы пьезопотенциала в соседних трубках случайно не совпадут.

Нетрудно видеть, что в результате такого движения произойдет увеличение пространственного периода волны электронной плотности, поскольку скапливаться электроны будут только у некоторых горбов пьезопотенциала. Если частоты заполнения в соседних трубках когерентности могут лежать в пределах полосы усиления, т.е. $(0,7 - 1,3)\Omega_0$, то наименьший пространственный период звука, при котором могут совпасть горбы пьезопотенциала в соседних трубках когерентности, есть наибольший пространственный период звука (рис. 19). В соответствии с представлениями о локальности процесса

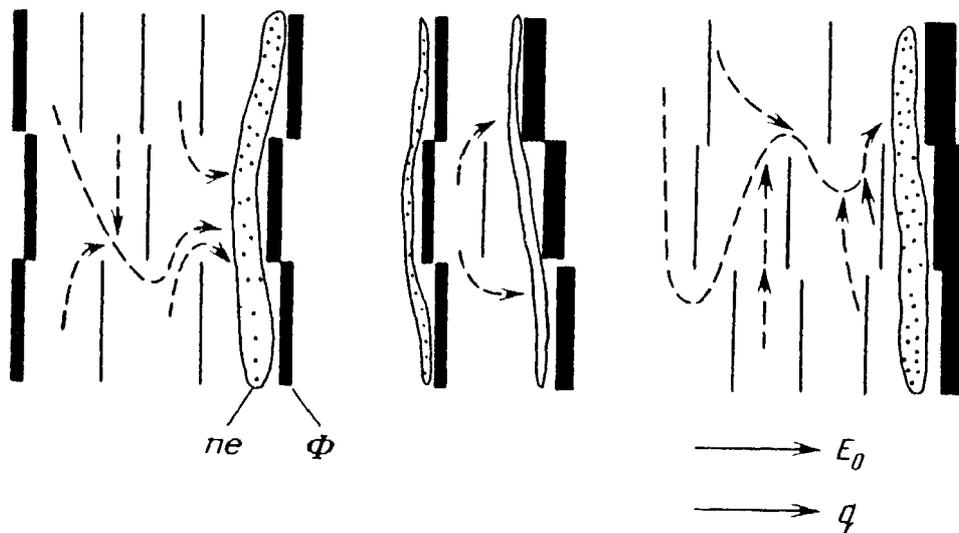


Рис. 19. Схема распределения максимумов пьезопотенциала и электронов. Толщина линий условно соответствует амплитуде потенциала, толщина электронного слоя — количеству электронов. Пунктир — змейковое движение электронов в потоке, состоящем из трех трубок когерентности

усиления будут усиливаться только те колебания, у которых скопились электроны, а промежуточные будут затухать. Это приведет, во-первых, к уменьшению средней частоты потока примерно вдвое, т.е. к сдвигу ее в область нижней границы полосы усиления, а во-вторых, к большей поперечной когерентности потока, т.е. к уменьшению резкости переходов между соседними трубками когерентности. Как уже отмечалось выше, оба этих эффекта наблюдаются экспериментально.

Такой механизм совершенно естественно объясняет не только сам процесс сдвига частоты, но и то, почему он происходит только в области средней не-

линейности, в области суперэкспоненциального роста домена. Очевидно, что как в линейной области, так и в области глубокого насыщения рассматриваемый механизм не работает. Этот механизм, как легко видеть, объясняет и все другие особенности процесса преобразования спектра. Пожалуй, специального рассмотрения требуют только результаты экспериментов, приведенные в работах [94, 95], с введенным извне звуком. Можно предполагать, что отличие результатов работ связано с особенностями введения звука в образец, поскольку все остальные условия эксперимента (насколько можно судить по их описанию) близки. Известно, что в работе [95] использовался излучатель большого диаметра, поэтому в образец вводилась практически однородная плоская волна. Роль краевых областей, где интенсивность волны могла быть меньше и относительно большую роль могли играть шумы, была невелика. Соответственно змейковое движение было практически невозможно, что и обеспечило эффективную генерацию гармоник и слабую генерацию субгармоник. Отметим, что при этом частота максимального усиления приходилась как раз на область субгармоники. Конструкция излучателя, использованного в работе [94], неизвестна, но можно предположить, что он активно возбуждал только центральную часть образца. Поэтому роль краевых шумов была велика, что и обеспечило эффективную генерацию субгармоник, полностью подавив генерацию гармоник.

Таким образом, описанный механизм змейкового движения электронов качественно описывает все эксперименты, связанные с преобразованием частоты в область субгармоники. Однако количественной теории, соответствующей этому механизму, пока нет, и она еще ждет своей разработки.

5. Резонансные эффекты при акустоэлектронном взаимодействии

Определенный интерес представляют резонансные эффекты при развитии акустоэлектронной неустойчивости [67, 69, 105 — 110]. Можно указать по крайней мере два типа таких эффектов: когда в фоточувствительных кристаллах возбуждение носителей производится светом, энергия кванта которого чуть меньше ширины запрещенной зоны, и когда энергия кванта зондирующего луча чуть меньше ширины запрещенной зоны. Эффекты в этих двух случаях разные, рассмотрим каждый из них.

При анализе необходимо учесть, что прежде всего при изменении частоты света изменяются абсолютные значения эластооптических коэффициентов [111], причем вблизи резонанса часть из них возрастает, а часть уменьшается. Далее, изменяются и абсолютные значения коэффициентов преломления n_0 и n_e . Вблизи резонанса они сравниваются (изотропная точка [112]), а затем их разность меняет знак, кристалл из положительного становится отрицательным. Наконец, у реальных полупроводников край зоны не бывает идеально резким, а подчиняется правилу Урбаха.

5.1. Резонанс зондирующего луча с запрещенной зоной. В проведенном выше рассмотрении почти исключительно учитывалась модуляция диэлектрической проницаемости упругой волной только за счет эластооптики. Однако имеются и другие механизмы модуляции. В пьезополупроводниках основным из них является модуляция края зоны за счет эффекта Франца—Келдыша. Такая модуляция эквивалентна увеличению коэффициента поглощения, т.е. модуляции мнимой части диэлектрической проницаемости. В соответствии с принципом Крамерса—Кронига изменение мни-

мой части диэлектрической проницаемости ведет к изменению вещественной части, т.е. формированию в пространстве фазовой решетки. Естественно, что такая решетка должна вызывать рассеяние света одновременно с рассеянием за счет эластооптической постоянной. Теоретически этот вопрос рассмотрен в [108].

Рассмотрим основные особенности такого рассеяния. Прежде всего, оно носит резонансный характер и может наблюдаться лишь тогда, когда частота зондирующего луча света попадает в урбаховский край. Во-вторых, вследствие четности эффекта Франца—Келдыша пространственный период образованной за счет этого эффекта решетки будет вдвое меньше, чем для эластооптики, рассеяние происходит как бы на второй гармонике частоты потока. Это резко изменяет геометрию дифракции. В-третьих, независимо от типа усиливаемой волны, рассеяние за счет этого механизма может быть только изотропным. Наконец, интенсивность рассеяния не линейно зависит от интенсивности потока, а квадратично (при малых интенсивностях) или экспоненциально (при больших). Эти свойства рассеяния за счет эффекта Франца—Келдыша существенно отличаются от рассеяния за счет эластооптики, что и позволяет экспериментально разделить их вклад. Результаты эксперимента [109] неплохо соответствуют развитой теории.

5.2. Особенности процесса при почти резонансном фотовозбуждении. Если образец фоточувствительный и возбуждение свободных электронов в нем производится почти резонансным световым пучком, то в процессе развития неустойчивости возникает ряд особенностей. Если равновесная концентрация электронов, определяемая коэффициентом поглощения и интенсивностью накачки, достаточно велика, то уровень насыщения акустического потока также достигает большой величины. Пьезополе потока за счет эффекта Франца—Келдыша увеличивает коэффициент поглощения и тем самым повышает концентрацию электронов. Это приводит к повышению уровня насыщения и, в свою очередь, еще больше увеличивает коэффициент поглощения. Процесс развивается лавинообразно, причем он не ограничивается нелинейностью коэффициента акустоэлектронного взаимодействия и решеточным поглощением. Таким образом, при резонансной фотонакачке возникает новый механизм развития акустоэлектронной неустойчивости, который приводит к резкому возрастанию интенсивности потока сверх обычного уровня насыщения. Новый уровень насыщения определяется тем, что при превышении концентрацией электронов критического значения ($n_c \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) происходит переход Мотта [112, 113] и образование сгустков нейтральной плазмы высокой плотности. Такие сгустки уже не увлекаются тянущим полем и потому не дают вклада в усиление. Более того, увлекаясь деформационным потенциалом, они вносят добавочное затухание, резко прекращая лавинообразное нарастание.

Такой процесс наблюдался экспериментально [66, 68]. В эксперименте интенсивный лазерный пучок, вводимый в образец через торец, являлся одновременно и пучком накачки, и зондирующим пучком для наблюдения рассеяния в обратном направлении. Обнаружено (рис. 20), что если энергия кванта накачки существенно меньше ширины запрещенной зоны, то интенсивность рассеяния линейно зависит от тянущего поля. Более того, абсолютный уровень интенсивности акустического потока хорошо совпал с ожидаемыми теоретически.

Если же накачка была близка к резонансной, то наблюдалось лавинооб-

разное нарастание интенсивности акустического потока примерно на два порядка, а затем резкий выход его на уровень насыщения. Одновременно наблюдение спектров люминесценции показало, что в момент выхода потока на уровень насыщения в спектре люминесценции возникает и быстро растет по интенсивности новая Q-полоса с максимумом на 505 нм, которая обычно интерпретируется как люминесценция плазмы высокой плотности [115].

Развитая линейная теория начала этого лавинообразного роста [116] дала значение порога, близкого к экспериментальному, что, по всей видимости, подтверждает предложенный механизм.

Отметим, что в теоретической работе [110] рассматривается сходный эффект. Отличие в том, что в этой работе край зоны считается идеальным, а механизм модуляции зоны — не эффект Франца—Келдыша, а деформационный потенциал. Как показывают оценки, на частотах, характерных для акустоэлектронной неустойчивости, вклад последнего механизма мал по сравнению с вкладом эффекта Франца—Келдыша, поэтому этот эффект пока экспериментально не обнаружен.

В заключение этого раздела надо сказать, что уже первые экспериментальные и теоретические работы по резонансному взаимодействию выявили новые чрезвычайно интересные стороны эффекта, и поэтому требуется дальнейшее теоретическое и экспериментальное исследование.

Заключение

Как следует из вышеизложенного, акустоэлектроника вообще и развитие акустоэлектронной неустойчивости в частности представляют как научный, так и практический интерес. Ряд вопросов в этой области прояснен уже достаточно давно и отражен в обзорах [2 — 7], другие вопросы получили объяснение сравнительно недавно, и именно на них был сделан акцент в данном обзоре. Однако имеется ряд проблем, который еще не получил полного объяснения. Хотя предложенные в последнее время новые механизмы, возможно оказывающие существенное влияние на процесс акустоэлектронного взаимодействия, и позволяют качественно объяснить практически все экспериментальные данные, но отсутствие адекватной теории этих процессов не позволяет считать задачу решенной. Отсутствие теории не дает возможности обоснованно планировать дальнейшие эксперименты и тем самым тормозит их. В экспериментальном плане представляется, что методики проведения эксперимента в настоящее время уже достигли необходимого уровня. Мешает получению надежных воспроизводимых результатов отсутствие образцов высокого качества, технология роста которых еще до сих пор не отработана.

Лишь создание трехмерной нелинейной теории акустоэлектронного взаимодействия для коротких импульсов сигналов и проведение измерений на высококачественных образцах позволит считать проблему закрытой.

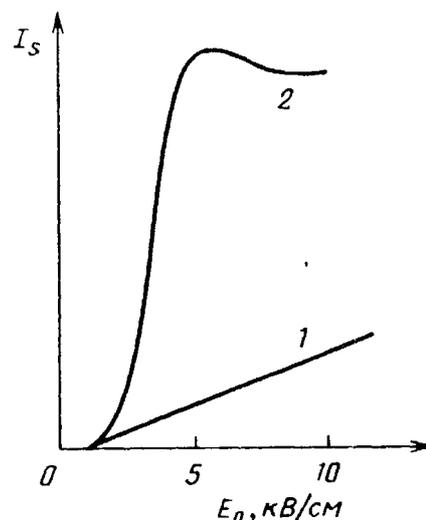


Рис. 20. Зависимость интенсивности рассеянного света от электрического поля в CdS для $\lambda_1 = 539,5$ (1) и 500,8 нм (2), $T = 62$ К [66]

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Hutson A.R., McFee I.H., White D.L.*// Phys. Rev. Lett. 1961. V. 7. P. 237.
2. *Гуревич В.Л.*//ФТП. 1968. Т. 2. С. 1557.
3. *Мак-Фи Дж.*//Физическая акустика. Т. 4А/Под ред. У. Мэзона. — М.: Мир, 1969. — С. 13.
4. *Meyer N.L., Jorgensen M.H.*//Festkorperprobleme. 1970. Bd. 10. S. 21.
5. *Kuzmany H.*//Phys. Stat. Sol. a. 1974. V. 25. P. 9.
6. *Пустовойт В.И.*//УФН. 1969. Т. 77. С. 257.
7. *Westera W.*//Physica BC. 1982. V. 113. P. 149.
8. *May J.H.*//Proc. IEEE. 1965. V. 53. P. 1465.
9. *White D.L.*//J. Appl. Phys. 1962. V. 33. P. 2547.
10. *Hutson A.R., White D.L.*//Ibidem. P. 40.
- [11] *Hutson A.R.*//Phys. Rev. Lett. 1962. V. 9. P. 296.
12. *Гуревич В.Л.*//ФТТ. 1962. Т. 4. С. 909.
13. *Гуревич В.Л.*//ЖТФ. 1964. Т. 46. С. 354; Т. 47. С. 1290.
14. *Ганцевич С.В., Гуревич В.Л., Катилус Р.*//ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 533.
15. *Gulaev Yu.*//Phys. Lett. 1969. V. 30A. P. 260.
16. *Гуляев Ю.В.*//ФТТ. 1970. Т. 12. С. 415.
17. *Spears D.L.*//Phys. Rev. 1970. V. B2. P. 1931.
18. *Илисовский Ю.В., Кулакова Л.А.*//ФТТ. 1974. Т. 16. С. 3417.
19. *Ridley B.K., Wilkinson J.*// J. Phys. C. 1969. V. 2. P. 1299.
20. *Tien P.K.*//Phys. Rev. 1968. V. 171. P. 970.
- [21] *Гуревич В.Л., Лайхтман Б.Д.*//ЖЭТФ. 1965. Т. 49. С. 960.
22. *Гуревич В.Л.*//Труды 9-й Международной конференции по физике полупроводников. — М.: Наука, 1968. — С. 943.
23. *Gay R.J.C.L., Hartnagel H.L.*// J. Phys. D. 1970. V. 3. P. 736.
24. *Ganguly A.K., Conwell E.M.*//Phys. Lett. 1969. V. 29A. P. 221.
25. *Чернозатонский Л.А.*//ФТП. 1981. Т. 15. С. 1823.
26. *Weinreich B.*//Phys. Rev. 1956. V. 104. P. 321.
27. *Pomerantz M.*//Proc. IEEE. 1965. V. 53. P. 1388.
28. *Рысаков В.М.* Когерентизация и доменизация акустических потоков в процессе развития неустойчивости. — Препринт ФТИ АН СССР № 1222. — Л., 1988.
29. *Рысаков В.М.*// Акуст. ж. 1990. V. 36. P. 180.
30. *Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С.* Введение в статистическую радиофизику. — М.: Наука, 1981. — С. 287, 297.
- [31] *Клюкач И.Л., Соколовский Р.И.*//ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 424.
32. *Рысаков В.М.* Дифракция и рассеяние света на фазовых решетках произвольной степени когерентности. Применение теоремы Котельникова—Шеннона при анализе этих процессов. — Препринт ФТИ АН СССР № 1108. — Л., 1987.
33. *Рысаков В.М., Аристов Ю.В.*//Опт и спектр. 1987. V. 63. P. 1325.
34. *Manu A., Gelbert U.*//Appl. Phys. Lett. 1971. V. 19. P. 192.
35. *Ogawa T.*// Japan. J. Appl. Phys. 1970. V. 9. P. 281.
36. *Gantsevich S.V., Gurevich V.L., Kagan V.D., Katilius R.*//Phys. Stat. Sol. b. 1976. V. 75. P. 407.
37. *Smith R.K.*//Phys. Rev. Lett. 1962. V. 9. P. 87.
38. *Yamashita I., Ishiguro T., Tanaka T.*// J Appl. Phys. 1965. V. 4. P. 470.
39. *Bray R., Kumar C.S., Ross J.B., Slim P.O.*// J. Phys. Soc. Japan. 1966. V. 21. Suppl. P. 483.
40. *Meyer N.I., Mosekiide E.*//Phys. Lett. 1967. V. 24A. P. 155.
- [41] *Preier H.*// J Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 202.
42. *McFee J.H.*//Ibidem. 1963. V. 34. P. 1548.
43. *McFee J.H., Tien P.K.*//Ibidem. 1966. V. 37. P. 2754.
44. *Haydl W.H.*// Appl. Phys. Lett. 1967. V. 10. P. 36.
45. *Ishida A., Inuishi Y.*// J. Phys. Soc. Japan. 1968. V. 25. P. 443.
46. *Hess H., Kuzmany H.*// J Phys. 1973. V. C6. P. 657.
47. *Moore A.R.*//Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. P. 126.
48. *Гуревич В.Л., Каган В.Д.*//ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1782.
49. *Zucker J., Zemon S.*// Appl. Phys. Lett. 1966. V. 9. P. 398.
50. *Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Шкердич Г.Н.*//УФН. 1978. Т. 124. С. 61.
- [51] *Wonneberger W., Siebert F., Wetling W.*//Opt Commun. 1971. V. 3. P. 171.
52. *Dixon R.W.*//IEEE, J. 1967. V. 3. P. 85.
53. *Hope L.L.*//Phys. Rev. 1968. V. 166. P. 883.
54. *Wakatsuki N., Chubachi N., Kikuchi K.*//Japan. J. Appl. Phys. 1974. V. 13. P. 1745.
55. *Рысаков В.М., Аристов Ю.В.*//ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 750.
56. *Пустовойт В.П., Чернозатонский Л.А.*//ФТП. 1972. Т. 6. С. 1311.
57. *Аристов Ю.В., Рысаков В.М.*// Опт. и спектр. 1984. Т. 57. С. 663.
58. *Sanja M., Yamada M., Hamaguchi C., Nakaj J.*//Japan. J. Appl. Phys. 1974. V. 13. P. 611.

59. Рысаков В.М., Аристов Ю.В.// Опт. и спектр. 1987. Т. 62. С. 850.
60. Carlson D.G., Segmuller A., Mosekilde E., Cole H., Armstrong G.A.// Appl. Phys. Lett. 1971. V. 18. P. 330.
- [61] Гарика Е.П., Самулинионис В.И., Кетис Б.П., Жюла А.С.//ФТТ. 1968. Т. 10. С. 611.
62. Ishida A., Inuishi Y.// J Phys. Soc. Japan. 1970. V. 29. P. 679.
63. Yamamoto K., Yamada M., Abe K.// Ibidem. P. 1521.
64. Seraphin B.O., Bottka N.//Phys. Rev. 1965. V. 139. P. 560.
65. Рысаков В.М., Аристов Ю.В.//ФТТ. 1985. Т. 27. С. 3413.
66. Акатов Л.Л., Аристов Ю.В., Рысаков В.М.//ФТТ. 1983. Т. 25. С. 1517.
67. Blosssey D.F.// Phys. Rev. 1970. V. 2B. P. 3976.
68. Акатов Л.Л., Рысаков В.М.//ФТТ. 1981. Т. 23. С. 3343.
69. Ozaki H.//Japan. J. Appl. Phys. 1971. V. 10. P. 804.
70. Sliva P.O., Bray R.//Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14. P. 372.
- [71] Palik E.D., Bray R.// Phys. Rev. 1971. V. B3. P. 3307.
72. Gelbert U., Many A.// Ibidem. 1973. V. 7B. P. 2713.
73. Дьяконов А.М., Илсавский Ю.В.//Письма ЖЭТФ. 1968. Т. 7. С. 48.
74. Zemon S., Zucker J.//IBM J. Res. and Develop. 1969. V. 13. P. 494.
75. Дьяконов А.М., Илсавский Ю.В., Кулакова Л.А.//ФТТ. 1972. Т. 14. С. 2612.
76. Гуревич В.Л., Каган В.Д., Лайхтман Б.Д.//ЖЭТФ. 1967. Т. 54. С. 188.
77. Redley B.K.//Phys. Stat Sol. 1971. V. 48. P. 149.
78. Manro R., Wang W.C.// Phys. Rev. 1970. V. B1. P. 683.
79. Conwell E.M., Ganguly A.K.//Ibidem. 1971. V. B4. P. 2325.
80. Redley B.K.// J Phys. C. 1973. V. 6. P. 1605.
- [81] Shapiro B.// Phys. Rev. 1975. V. B12. P. 2402.
82. Spector H.H.// J. de Phys. Coll. C6 1981. T. 42. Suppl. 12. P. 676.
83. Zemon S., Zucker J.//Proc. IEEE. 1968. V. 56. P. 778.
84. Yamashita I., Ishiguro T., Tanaka T.// J Appl. Phys. 1965. V. 4. P. 470.
85. Haydl W.H., Quate C.F.//Phys. Lett. 1966. V. 20. P. 463.
86. Wettling W., Brunn M.//Phys. Stat. Sol. 1969. V. 34. P. 221.
87. Haydl W.H.//Phys. Stat. Sol. a. 1970. V. 2. P. K145.
88. Butler M.B.N., Sandbank C.P.// IEEE Trans. 1967. V. ED-14. P. 663.
89. Mita V.// J Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 2886.
90. Рысаков В.М.// Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. С. 56.
- [91] Катилюс Р.//ФТТ. 1968. Т. 10. С. 458.
92. Гуляев Ю.В.//ФТП. 1968. Т. 2. С. 628.
93. Parker T.E., Bray R.//Phys. Lett. 1973. V. 45A. P. 347.
94. Zucker J., Zemon S.// J. Acoust. Soc. Am. 1970. V. 49, No. 3, pt. 3. P. 1037.
95. Дьяконов А.М., Илсавский Ю.В., Кулакова Л.А.//ФТТ. 1972. Т. 14. С. 95.
96. Аристов Ю.В., Рысаков В.М.// Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 47.
97. Аристов Ю.В., Болотов Л.Н., Рысаков В.М.// Ibidem. 1988. Т. 14. С. 524.
98. Mosekilde E.//Appl. Phys. Lett. 1968. V. 12. P. 273.
99. Ishida A., Inuishi Y.// J Phys. Soc. Japan. 1968. V. 24. P. 443.
100. Furukawa S.//Яп. J. Appl. Phys. 1971. V. 10. P. 1642.
- [101] Проклов В.В., Гуляев Ю.В., Морозов А.И.//ФТТ. 1972. Т. 14. С. 968.
102. Butler M.B.N.// Rept. Prog. Phys. 1974. V. 37. P. 431.
103. Гуревич В.Л., Катилюс Р., Лайхтман Б.Д.//ФТТ. 1968. Т. 10. С. 2975.
104. Vulberg I., Many A.//Phys. Lett. 1967. V. 24A. P. 705, 707.
105. Гуляев Ю.В., Лощенкова Е.Ф., Шкердин Г.Н.//ФТТ. 1980. Т. 22. С. 150.
106. Гуляев Ю.В., Шкердин Г.Н.//ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 1396.
107. Гуляев Ю.В., Мовсесян С.М., Шкердин Г.Н.//ФТТ. 1980. Т. 22. С. 523.
108. Рысаков В.М., Аристов Ю.В.//ФТТ. 1985. Т. 27. С. 3413.
109. Рысаков В.М.//Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. С. 83.
110. Ситников Д.В., Шкердин Г.Н.//ФТТ. 1987. Т. 29. С. 1479.
- [111] Vercovicz R., Price D.H.R.// Sol. State. Commun. 1974. V. 14. P. 195.
112. Соловьев Л.Е.// Вестник ЛГУ. 1967. № 16. С. 170; 1968. № 4. С. 23.
113. Тимофеев В.Б.// Изв. АН СССР. 1979. Т. 43. С. 1233.
114. Лысенко В.Г., Ревенко В.И., Тратас Т.Г., Тимофеев В.Б.// ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 335.
115. Днепровский В.С., Климков В.И., Мартыненко Е.Д.//ФТТ. 1981. Т. 23. С. 819.
116. Рысаков В.М., Акатов Л.Л., Аристов Ю.В.//Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 521.
117. Аветисян А.А., Гуляев Ю.В., Миргородский В.И. Распространение монохроматических волн и уединенных акустических сигналов в условиях акустоэлектронного взаимодействия. — Препринт ИРЭ АН СССР № 6 (424). — Москва, 1985.