

Расчет величины $\eta_z(z)$ без учета эволюции $F(\epsilon_1, z)$ с глубиной показывает ее существенную ориентационную зависимость (рис. 2, кривые 1, 2). Это связано с тем, что при углах влета $\theta_0 \gg \theta_L$ практически отсутствуют частицы с $\epsilon_1 \ll U_0$, которые испытывают сильное некогерентное рассеяние. С глубиной проникновения в кристалл перераспределение частиц по поперечной энергии должно привести к увеличению доли частиц с $\epsilon_1 \approx U_0$ по сравнению с долей частиц с $\epsilon_1 < U_0$. Это означает, что более корректный расчет $\eta_z(z)$ с учетом эволюции $F(\epsilon_1, z)$ с глубиной должен давать меньшие значения $\eta_z(z)$, качественно сохраняя ориентационную зависимость. Расчет, основанный на решении уравнения Фоккера-Планка для $F(\epsilon_1, z)$ в случае электронов с $E = 4.5$ ГэВ, влетающих параллельно плоскостям (110) алмаза, показал, что величина $\eta_z(z)$ действительно падает с глубиной проникновения. При $z = 200$ мкм эта величина падает приблизительно в 1.7 раз [3], что дает лучшее согласие теории с экспериментом.

Л и т е р а т у р а

- [1] Линдхард Й. - УФН, 1969, т. 99, № 2, с. 249-296.
- [2] Авакян А.Р., Белошицкий В.В., Кумаров М.А. - Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 11, с. 35.
- [3] Авакян А.Р., Белошицкий В.В., Янши. - Препринт ЕФИ-831(58) 85, Ереван, 1985.
- [4] Авакян Р.О., и др. - Препринт ЕФИ-657(47)-83, Ереван, 1983.

Поступило в Редакцию
19 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕТА, РАССЕЯННОГО АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ДОМЕНОМ

В.М. Рысаков, Л.Н. Болотов, Ю.В. Аристов

При развитии акустической неустойчивости в пьезополупроводниках акустический поток чаще всего формируется в пространственный пакет - акустоэлектрический домен [1]. Эффективным методом исследования домена является рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, которое дает наибольшую информацию о пространственном спектре и координатно-временном изменении домена. Исследования показали, что интенсивность принимаемого сигнала рассеяния флуктуирует от импульса к импульсу.

Целью данной работы является выяснение возможного механизма флуктуаций сигнала. Поскольку аппаратное разрешение метода РМБ

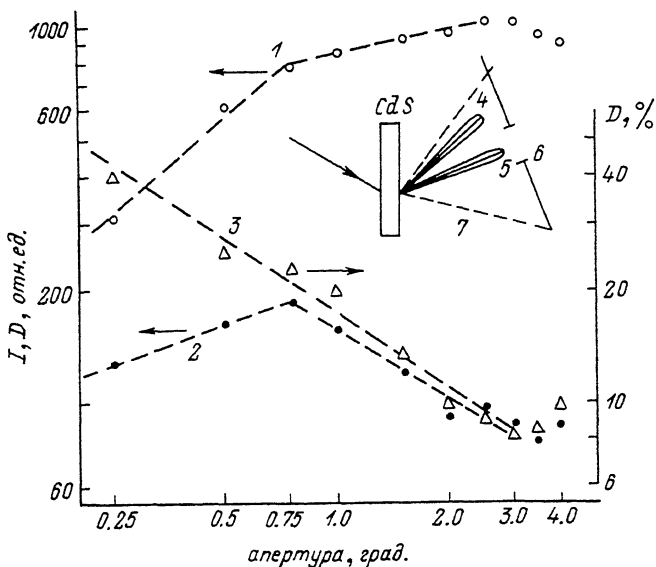
обычно много меньше, чем интегральная ширина спектра домена, определяемая полосой усиления звука, то возможны два основных физических механизма, приводящих к таким флуктуациям. Первый — от реализации к реализации флуктуирует интегральная интенсивность домена, частотный спектр которого широк и равен интегрально-наблюдаемому спектру. Второй — изменяется случайным образом волновой вектор акустического заполнения, частота звука, при этом частотный спектр его узок и интегральная интенсивность домена может оставаться неизменной. Это изменение средней частоты заполнения соответствует качанию в пространстве лепестка диаграммы рассеянного света, что при малой приемной апертуре приведет к амплитудной модуляции сигнала. Возможно и одновременное действие обоих механизмов.

Измерения проводились на установке [2-4], которая позволяла делать временную выборку от каждой реализации при помощи системы цифрового многоканального накопления. Оптическая часть установки и временной селекторный импульс системы регистрации устанавливались на сигнал рассеянного доменом света и фиксировались. В цифровом многоканальном накопителе записывалась последовательность амплитуд сигнала I_i , соответствующая последовательности реализаций. Изучалась зависимость этого распределения от величины приемной апертуры.

Длина последовательности $N=128$ точкам, длительность селекторного импульса (временного „окна“) 25 нс, приемная апертура изменялась в пределах 0.2° — 4.0° (апертура, согласованная с расходимостью зондирующего света, 0.5°). Исследовался фоточувствительный монокристалл CdS размером $1.7 \times 0.7 \times 5.3$ мм, вырезанный вдоль оси C_6 , удельное сопротивление 450 Ом·см. Измерения проводились в двух точках образца: в конце участка экспоненциального роста интенсивности домена и в области глубокого насыщения. Результаты оказались близкими и приведены только для второй точки.

На рисунке приведены средние значения $I = (N)^{-1} \sum_{i=1}^N I_i$ и дисперсии амплитуды сигнала $D^2 = (N)^{-1} \sum_{i=1}^N (I - I_i)^2$ для соответствующих приемных апертур. Среднее значение вначале растет линейно, а затем выходит на насыщение. Такая зависимость может быть объяснена как с точки зрения первого, так и второго механизмов. Кривая дисперсии имеет совершенно необычный вид — до уровня насыщения сигнала она растет почти как корень квадратный из интенсивности сигнала (показатель степени 0.4 ± 0.1). Далее кривая дисперсии терпит излом и начинает убывать практически обратно пропорционально квадратному корню из приемной апертуры (см. рисунок, кривая 2). При больших величинах апертуры дисперсия сигнала выходит на постоянный уровень порядка 10% от среднего значения. Эксперимент с расширением временного „окна“ до 200 нс показал, что это предельное значение дисперсии при большой апертуре уменьшается до уровня шумов приемного тракта (около 6%).

Полученные результаты можно интерпретировать следующим образом. Временное положение домена мало флуктуирует от импульса



Зависимости средней амплитуды I (1) и дисперсии D (абсолютная – кривая 2, нормированная – 3) сигнала рассеяния света на домене от приемной апертуры. Число реализаций $N=128$, волновой вектор звука, соответствующий интенсивной компоненте акустического заполнения домена, имел $|q| = 4600 \text{ см}^{-1}$ в вертикальной плоскости под углом 22° к оси C_6 . На врезке дана упрощенная оптическая схема установки: 4, 5 – диаграммы направленности рассеянного доменом света в разных реализациях, 6 – переменная апертура приемника, 7 – интегральная диаграмма рассеянного света.

к импульсу. Снижение дисперсии сигнала до уровня шумов приемника при большой апертуре и большой величине временного „окна“ свидетельствует о том, что интегральная интенсивность домена практически не меняется от импульса к импульсу и, по всей видимости, жестко определена механизмом усиления.

Таким образом, флуктуации амплитуды сигнала рассеянного света вызваны качанием в пространстве лепестка диаграммы направленности рассеянного света. Действительно, если в каждой реализации спектр акустического заполнения домена узок по сравнению со спектром, определяемым полосой усиления звука, то лепесток диаграммы рассеяния также узок и его направление определяется значением средней частоты заполнения, которая случайным образом меняется в пределах интегрально-наблюдаемого спектра. При малой апертуре приемника этот лепесток редко попадает в апертуру, это приводит к сильной флуктуации принимаемого сигнала. При увеличении апертуры лепесток регистрируется чаще, что приводит к увеличению среднего значения. Попадания лепестка в апертуру распреде-

лены статистически. При большой апертуре лепесток при любом своем направлении регистрируется, среднее значение сигнала начинает насыщаться, дисперсия уменьшается. Сигнал теряет свой случайный характер. Анализ экспериментальных данных показал, что ширина лепестка в каждой реализации не более 0.5° , что соответствует относительной ширине спектра заполнения домена порядка 0.1. В то же время пределы его качания 1.5° , определяющие усредненную (интегральную) ширину спектра заполнения, соответствуют относительной ширине спектра 0.3.

Проведенное исследование статистических свойств света, рассеянного акустоэлектрическим доменом, показало, что вопреки общепринятому мнению частотный спектр домена узок, а обычно наблюдаемый спектр есть результат усреднения по реализациям рассеянного света, т. е. по существу он представляет собой неоднородное уширение. Причины этого пока не понятны, но результат со всей определенностью указывает на необходимость существенной коррекции существующих взглядов на акустоэлектрический домен.

Л и т е р а т у р а

- [1] М е у е r N.I., J ø r g e n s o n M.N. — Festkörperprobleme, 1970, v. 10, p. 21–124.
- [2] А р и с т о в Ю.В., Р ы с а к о в В.М. — Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 4, с. 215–219.
- [3] Р ы с а к о в В.М., А р и с т о в Ю.В. — ЖТФ, 1986, т. 56, в. 4, с. 750–752.
- [4] А р и с т о в Ю.В., Р ы с а к о в В.М. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 8, с. 2557–2560.

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

Поступило в Редакцию
10 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

ДИФФУЗИЯ АТОМОВ КРЕМНИЯ И ПЛАТИНЫ ПОД МОНОСЛОЙ ГРАФИТА НА ИРИДИИ

Н.Р. Г а л л ь, Е.В. Р у т ь к о в, А.Я. Т о н т е г о д е

Выделение углерода на нагреваемых элементах электровакуумных приборов — широко распространенный процесс. На поверхности нагретых металлов углерод преимущественно находится в форме графитовых островков, центральная валентно насыщенная часть которых поднята над поверхностью (на $\approx 4\text{Å}$), а края опущены на металл [1–3]. Например, графитовая фаза может образовываться на поверхности нагретых эмиттеров ионов в масс-спектрометрах