

## ЭФФЕКТ НЕЛИНЕЙНОГО МНОГОПРОЛЕТНОГО "НЕЗАТУХАНИЯ" ЗВУКА

И.В.Илисовский, Э.З.Яткинд

В настоящей работе сообщается о наблюдении многопролетного "незатухания" звука в Те в условиях, когда по линейной теории оно невозможно. Наблюдаемый эффект объясняется нелинейным концентрационным взаимодействием звукового сигнала с усиленным шумовым потоком.

В измерениях использовались монокристаллические образцы Те косо-го среза. Направление распространения пьезоактивной поперечной звуковой волны, поляризованной вдоль оси симметрии второго порядка X, совпадало с направлением минимальной скорости звука  $v_{3B} = 1,05 \cdot 10^5$  см/сек ( $T = 77K$ ), лежащим под углом  $\theta = -26^\circ 30'$  к оси Y в плоскости YZ. Образцы, размерами  $3,8 \times 4,0 \times 6,5$  мм<sup>3</sup>, были вырезаны из монокристаллов Те левой модификации с концентрацией дырок  $p = (2 + 3) \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и подвижностью  $\mu = (1,5 + 3,5) \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/в.сек ( $T = 77K$ ).

Измерения велись на "прохождение". Для возбуждения и приема звука частотой  $f = 95 + 205$  МГц, к образцам приклеивались преобразователи из кварца Y-среза. Изменение амплитуды звука в поле компенсировалось аттенуатором. При измерениях образец, вместе с держателем, погружался в жидкий азот.

По линейной теории, электронный коэффициент поглощения (усиления) звука  $\alpha$  определяется формулой [1]:

$$\alpha = 4,34K^2 \frac{\omega}{v_{3B}} \frac{\omega r_M \gamma}{(\omega r_M \gamma)^2 + (1 + q^2 R_D^2)^2} \quad (q^l \ll 1). \quad (1)$$

Здесь  $q$  — волновой вектор звука,  $l$  — средняя длина свободного пробега носителей,  $\omega = 2\pi f$ ,  $K$  — константа электромеханической связи,  $\tau_M = \epsilon/4\pi\sigma$  — максвелловское время релаксации,  $\sigma$  — проводимость,  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная,  $R_D$  — радиус Дебая,  $\gamma = \left(1 - \frac{\mu E}{v_{зв}}\right) = \left(1 - \frac{E}{E_{кр}}\right)$  —

параметр надкритичности,  $E_{кр} = v_{зв}/\mu$  — критическое поле, при котором затухание звука сменяется его усилением (все величины берутся для выбранного кристаллографического направления).

В нашем случае  $q^2 R_D^2 < 0,1$ ,  $\omega\tau_M = 0,02 + 0,06$  и, следовательно, при  $E < 10 E_{кр}$ , согласно (1), зависимость  $\alpha$  от  $E$  с хорошей точностью должна следовать линейному закону. Круговое (или многопролетное) усиление возможно при этом лишь в полях  $E > 10 E_{кр}$ .

Измерения в прямом поле (направления звука и дрейфа совпадают) дали линейную зависимость  $\alpha$  от  $E$  до напряженности поля  $E \approx 1,1 E_{кр}$ ,

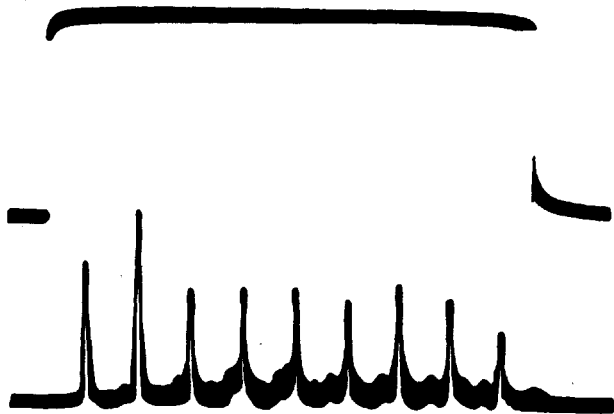


Рис. 1. Развертка — 20 мксек/деление: верхний луч — импульс прямого дрейфового поля. М—б—20 в/деление  $\gamma = -0,1$ ; нижний луч — эхо-импульсы звука  $f = 133$  Мгц. М—б—2 в/деление

когда наступает отклонение от линейности, вызванное влиянием усиленного шума. Наклон линейных участков для разных частот соответствовал теории при  $K^2 = 0,14$ , усиление звука достигало 70 дб/см.

Однако при этом было обнаружено, что с увеличением  $E$  выше  $E_{кр}$ , на экране осциллографа, кроме первого импульса (одно прямое прохождение) появляются второй (три прохождения), третий (пять прохождений) и т. д. импульсы. При дальнейшем повышении поля каждый последующий из этих импульсов обгоняет в своем росте предыдущий, пока все они не становятся примерно равными по величине (рис. 1,  $E = 1,1 E_{кр}$ ,  $f = 133$  Мгц). На приведенной осциллограмме видно 9 импульсов (17 прохождений) незатухающего звука.

Это означает, что в условиях наших измерений, в образце Те осуществляется круговое или многопролетное электронное усиление звукового сигнала, которое компенсирует, в среднем, решеточное затухание звука, потери на отражение, а также потери, обусловленные различием направлений фазовой и групповой скоростей звука (для нашего косога среза угол между ними около  $3^\circ$ ).

Очевидно, что линейной теорией наблюдаемый эффект объяснить нельзя. Нельзя его объяснить и нелинейностью самого звука, поскольку интенсивность звуковой волны в этих измерениях всюду в образце была не больше  $10^{-5}$  вт/см<sup>2</sup>.

Естественно предположить, что причиной многопролетного электронного усиления звука, в условиях нашего опыта, является влияние на звук усиленного шумового потока через механизм концентрационной нелинейности. Наросший шум эффективно захватывает носители и звук распространяется как бы в среде с измененными параметрами, в частности, с меньшей проводимостью, для которой взаимодействие слабее и имеет другую полевую зависимость. Наблюдению такого взаимодействия шума и сигнала именно в  $T_e$  способствует большая величина константы электромеханической связи в этом материале.

Но если многопролетное усиление звука имеет такую природу, то оно должно наблюдаться и в обратном поле, поскольку различие между обратным и прямым полем в данном случае заключается лишь в условиях первого прохождения (затухание, а не усиление звука). Напомним, что по линейной теории в обратном поле затухание линейно растет с  $|E|$ ; при этом звуковой сигнал, по оценкам, делается ненаблюдаемым.

Действительно, в обратном поле импульс звука вначале исчезает, но при  $|E| = 1,1 E_{кр}$  он появляется снова, за ним вырастают другие импульсы и когда  $|E| = 1,4 E_{кр}$ , на экране осциллографа и в этом случае возникает последовательность незатухающих импульсов звука (рис. 2).

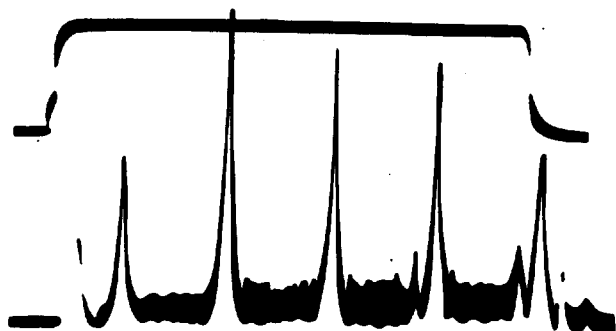


Рис. 2. Развертка — 10 мксек/деление: верхний луч — импульс обратного дрейфового поля. М-Б— 50 в/деление  $\gamma = + 2,50$ ; нижний луч — эхо-импульсы звука  $f = 95 \text{ Мгц}$ . М-б— 2 в/деление. Входная интенсивность звука  $I_{вх} = 3 \text{ вт/см}^2$

Уменьшение входной интенсивности звука на величину до 30 дб практически не изменяет соотношения амплитуд этих импульсов, а приводит лишь к их общему уменьшению и исчезновению в шуме.

При включении дрейфового поля раньше момента введения звука в образец на время, соответствующее 1 + 1,5 прохождениям, качественных изменений осциллограммы не наблюдалось. Если же поле включалось на 0,5 + 1,5 прохождения позже звука, то импульсы звука также возникали, но только спустя 20 — 25 мксек с момента наложения дрейфового поля. Эти результаты также свидетельствуют в пользу определяющей роли шума в наблюдаемом эффекте.

При измерениях в обратном поле уровень теплового шума, попадающего в приемник, был меньше. Это позволило проследить поведение последовательности эхо-импульсов при дальнейшем увеличении поля. Оказалось что при  $|E| > 1,4 E_{кр}$ , амплитуда их с ростом  $|E|$  уменьшается, пока они при  $|E| = 2,5 E_{кр}$  не тонут в шуме. Не исключено, что этот эффект связан с уменьшением захвата носителей, вследствие "выдувания" их полем.

Сделанные наблюдения, как нам кажется, представляют не только самостоятельный интерес, но и открывают новые перспективы в понимании поведения усиленного шумового потока в полупроводниках.

Авторы благодарны участникам семинара В.Л.Гуревича за интерес к работе и ее обсуждение.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
15 июля 1974 г.

### Литература

[1] D.L. White . J. Appl. Phys . , 33, 2547, 1962.

---