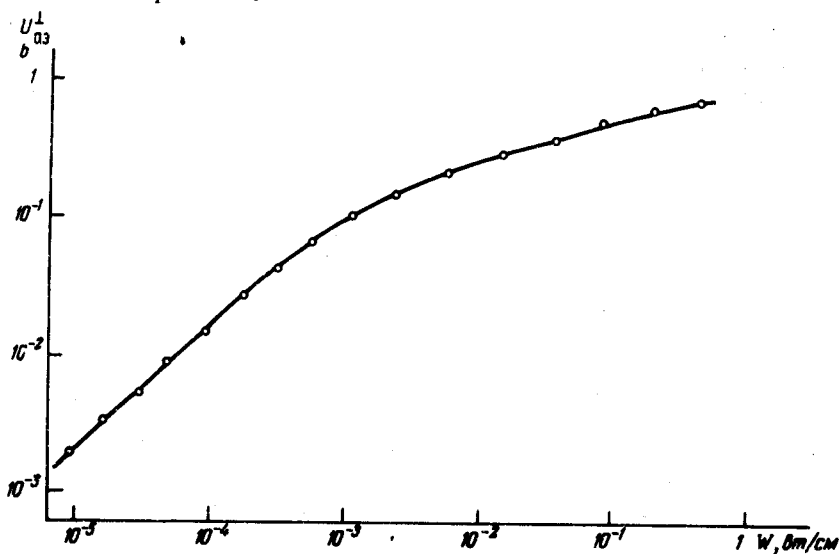


# ПОПЕРЕЧНЫЙ АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ НОВОГО ТИПА, ВЫЗЫВАЕМЫЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Ю.В.Гуляев, А.М.Кмита, А.В.Медведев,  
В.П.Плесский, Н.Н.Шибанова, В.Н.Федорец

Экспериментально обнаружен и исследован поперечный акустоэлектрический эффект нового типа на поверхностных акустических волнах в полупроводнике. Дано объяснение этого явления на основе нелинейного захвата электронов на поверхностные ловушки под действием поперечного электрического поля волны.

Нами было обнаружено, что у многих образцов кремния *n*-типа, в которых наблюдался поперечный акустоэлектрический (АЭ) эффект [1-4] на поверхностных акустических волнах (ПАВ), после нескольких дней хранения на воздухе знак эффекта менялся на обратный. При этом продольный АЭ эффект сохранял свой знак, т. е. инверсного слоя на поверхности не возникало и увлекались ПАВ по-прежнему основные носители заряда – электроны<sup>1)</sup>.



Зависимость величины поперечной акусто ЭДС от интенсивности звука: образец Si *n*-типа,  $\rho = 560$  ом·см,  $f = 100$  МГц

На рисунке приведена кривая зависимости ЭДС такого "обращенного" поперечного АЭ эффекта,  $U_{a3}^{\perp}$ , от интенсивности ПАВ  $W$ , для пластинки кремния *n*-типа с  $\rho = 560$  ом·см, прижатой к поверхности кристалла ниобата лития, (см. [2, 3]), вдоль которой распространялась ПАВ ( $f = 100$  МГц).

<sup>1)</sup> После травления поверхности кремния восстанавливались, первоначальные знак и величина поперечного АЭ эффекта.

Видно, что на начальном участке  $U_{\text{АЭ}}^{\perp}$  почти пропорционально  $W$ , а затем выходит на зависимость, близкую к  $W^{1/2}$ .

Оказалось, что возникновение такого обращенного поперечного АЭ эффекта сопровождается сильной акустопроводимостью – изменением проводимости,  $\sigma$ , образца на постоянном токе. Величина акустопроводимости,  $\Delta\sigma/\sigma$ , как функция интенсивности ПАВ, вела себя примерно также, как и  $U_{\text{АЭ}}^{\perp}$ , и при больших интенсивностях достигала 50%. Такое явление наблюдалось ранее в работе [5].

Объяснение этим результатам (по крайней мере качественное) можно дать на основе нелинейного эффекта поля на поперечном переменном поле ПАВ в присутствии ловушек на контактной поверхности.

Как было впервые отмечено в [1], в отличие от объемной акустической волны, ПАВ в пьезоэлектрике сопровождается поперечным (перпендикулярным к поверхности) переменным электрическим полем,  $E_{\perp}^{\perp}$ , вообще говоря, того же порядка величины, что и продольное переменное электрическое поле,  $E_{\parallel}^{\perp}$ . Поле  $E_{\parallel}^{\perp}$  вызывает группировку электронов в сгустки в направлении распространения волны. Поле  $E_{\perp}^{\perp}$  вызывает группировку электронов в направлении, перпендикулярном поверхности. Легко показать, пользуясь уравнением Пуассона и условием  $\text{rot } \mathbf{E}_{\perp} = 0$ , что в типичном для слоистых структур случае  $qr_D \ll 1$  ( $q$  – волновое число ПАВ,  $r_D$  – дебаевский радиус) отношение вкладов полей  $E_{\parallel}^{\perp}$  и  $E_{\perp}^{\perp}$  в образование такого "двумерного" сгустка электронов сказывается порядка  $q^2 r_D^2 \ll 1$ . Таким образом, при рассмотрении воздействия ПАВ на электроны<sup>1)</sup> бунчировкой электронов продольным электрическим полем ПАВ можно пренебречь, и задача сводится по- существу к эффекту поля на поперечном переменном электрическом поле ПАВ.

Можно предположить, что во время окисления на воздухе на поверхности кремния появляются центры захвата – ловушки. Если их поверхностная плотность равна  $N_t$ , то они будут захватывать электроны со скоростью  $dn_t/dt = C_n[(N_t - n_t)n_s - n_1 n_t]$ , где  $n_t$  – плотность электронов на ловушках,  $C_n$  – соответствующий коэффициент захвата,  $n_s$  – концентрация электронов вблизи поверхности,  $n_1$  – известная величина, характеризующая скорость обратного теплового выброса электронов с ловушек. Это выражение нелинейно по амплитуде внешнего поля  $E_{\perp}^{\perp}$ . При малых амплитудах  $n_s \sim E_{\perp}^{\perp}$  и  $n_t \sim E_{\perp}^{\perp}$  и в выражении для  $dn_t/dt$  вообще говоря появляется постоянная составляющая, пропорциональная  $\overline{n_t n_s} \sim E_{\perp}^{\perp 2} \sim W$  (черта сверху здесь и далее означает усреднение по периоду волны). В стационарных условиях,  $d\overline{n_t}/dt = 0$ , получаем для постоянного во времени изменения числа электронов на ловушках  $\Delta n_t = \overline{n_t} - n_{t_0} = -\frac{\overline{n_t n_s}}{n_1} \sim W$ . Это в свою очередь приведет к возникнове-

нию постоянного электрического поля поперечного АЭ эффекта  $E_{\perp}^{\perp} \approx 4\pi e \Delta n_t \sim W$  и акустопроводимости  $\Delta\sigma/\sigma \approx \Delta n_t / dn_0 \sim W$  ( $d$  – толщина пластинки полупроводника,  $n_0$  – равновесная концентрация электронов в объеме).

<sup>1)</sup> Но отнюдь не при рассмотрении обратного воздействия электронов на ПАВ!

В случае больших амплитуд  $E_{\perp}^{\perp} \gg 4\pi e n_0 r_D$  необходимо решать нелинейную задачу об эффекте поля в присутствии ловушек. При большой амплитуде поля в течение одного полупериода волны вблизи поверхности может быть создана очень высокая концентрация электронов  $n \gg n_0$ , в течение же другого полупериода приповерхностный слой может быть в лучшем случае только опустошен. Как следует из приведенного выражения для скорости захвата, средний заряд ловушек при этом за каждый период будет нарастать. При условиях (а) ловушек очень много,  $N_t \gg E_{\perp}^{\perp} / 4\pi e$  (б) степень их заполнения всегда мала  $n_t \ll N_t$  и мало меняется за период волны,  $|T \frac{dn_t}{dt}| \ll |n_t|$ , (в) свободные электроны фактически мгновенно приспособляются к изменению электрического поля  $T \gg \tau_M$  ( $\tau_M$  — максвелловское время релаксации) и (г) внешнее поле меняется синусоидально  $N(t) = E_{\perp}^{\perp} / 4\pi e = N \cos \omega t$  получаем  $\bar{n}_t \rightarrow N$ . Если  $N \gg n_t$ , то возникающее поле поперечного АЭ эффекта  $E^{\perp}$  стремится к амплитудному значению внешнего переменного поля  $E_{\perp}^{\perp}$ , т. е.  $E^{\perp} \sim W^{1/2}$  и соответствующая акустопроводимость  $\Delta\sigma/\sigma \rightarrow -N/dn_0 \sim W^{1/2}$ . Так как происходит заполнение ловушек, контактная поверхность заряжается отрицательно, т. е. знак возникающего "ловушечного" поперечного АЭ эффекта противоположен знаку эффекта, изученного ранее (см. [2, 3]). Количественно экспериментальное значение  $E^{\perp}$  (рисунок) в области больших интенсивностей ПАВ в соответствии с теорией оказывается близким к амплитудному значению  $E_{\perp}^{\perp}$ .

Заметим в заключение, что обеднение приповерхностного слоя проводника вследствие захвата электронов на ловушки при большой величине поля  $E_{\perp}^{\perp}$  может привести к обращению типа проводимости этого слоя. Это может служить качественным объяснением изменения знака продольного АЭ эффекта при большой интенсивности ПАВ, обнаруженного впервые авторами [6].

Институт радиотехники  
и электроники  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
31 января 1975 г.

### Литература

- [1] Ю.В.Гуляев. Доклад на Гордоновской конференции по акустоэлектронике, Андовер, Нью-Хэмпшир, США, июль 1970; Ю.В.Гуляев, А.Ю.Карабанов, А.М.Кмита, А.В.Медведь, Ш.С.Турсунов. ФТТ, 12, 2595, 1970.
- [2] А.М.Кмита, А.В.Медведь. Письма в ЖЭТФ, 14, 455, 1971.
- [3] А.М.Кмита, А.В.Медведь. J. Appl. Phys., 44, 3034, 1973.
- [4] N.J.Moll, O.W.Otto, C.F.Quate. J. de Phys., C-6 33, 231, 1972.
- [5] C.Fishler, J.Zucker, E.M.Conwell. Appl. Phys. Lett., 17, 252, 1970.
- [6] С.Г.Калашников, А.И.Морозов, М.А.Земляницын. Письма в ЖЭТФ, 16, 170, 1973.