

*Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 585 – 589*

*5 октября 1971 г.*

**НАБЛЮДЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ  
МЕДЛЕННЫХ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ВОЛН (РВ) В КРЕМНИИ,  
ЛЕГИРОВАННОМ ЦИНКОМ**

*Ю. И. Завадский, Б. В. Корнилов*

В работах [1 – 4] на основе совокупности экспериментальных данных показывается, что неустойчивость тока, возникающая при  $T \approx 250 - 350^\circ\text{K}$  в кремнии, легированном Zn, обусловлена медленными РВ [5]. Однако, само движение медленной рекомбинационной волны, предсказываемое теорией [5 – 7], до сих пор экспериментально никем не наблюдалось. При быстрых РВ в компенсированном германии изменение незатухающей флуктуации во времени напоминает стоячую волну [8 – 10]. В настоящей работе сообщается о наблюдении движения флуктуации в случае медленных РВ в кремнии *n*-типа, легированном Zn.

Картина движения волны восстанавливалась путем анализа изменения фигуры Лиссажу в зависимости от координаты прижимного зонда. Образец включался в цепь последовательно с батареей и нагрузочным сопротивлением. Сигнал с нагрузки подавался через усилитель на вход горизонтальной развертки осциллографа. На вертикальную развертку подступала разность потенциалов между зондом и одним из контактов. Ее постоянная составляющая измерялась вольтметром.

Фигура Лиссажу зачастую имела сложный вид. При нерегулярных колебаниях стабильная фигура (наклонная линия) образовывалась лишь в том случае, когда зонд находился в "пассивной" части образца. Отсюда сразу следует, что колебания не синфазны.

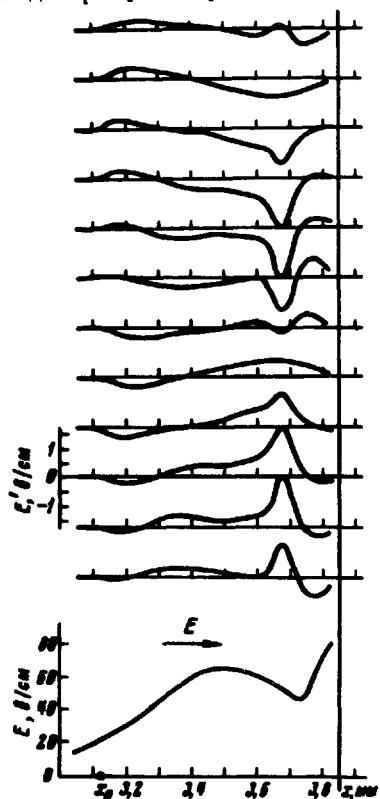


Рис. 1. Характер изменения  $E'$  во времени в активной области образца №562 а. Масштаб  $E'$  указан на одной из диаграмм. Направление времени — сверху вниз. Между любыми соседними и между последней и первой диаграммами — одинаковые интервалы времени.  $x$  — расстояние от анода. Правая вертикаль — катод. Внизу — распределение постоянной составляющей электрического поля

Для детального исследования изменения флуктуации во времени образец вводился в режим синусоидальных колебаний, близкий к пороговому. Ясно, что при переходе зонда через "активную" область, т. е. область, в которой колеблется проводимость, фаза<sup>1)</sup> фигуры Лиссажу (эллипса) должна измениться на  $\pi$ . Способ, каким эллипс меняет свою фазу, зависит от поведения флуктуации. Так, например, при синфазных колебаниях эллипс в некоторой точке образца должен вырождаться в горизонтальную линию и менять фазу скачком на  $\pi$ . В нашем случае фаза эллипса на большом протяжении оставалась неизменной ("пассивная" область), затем, начиная с некоторой точки ( $x_0$  на рис. 1) и вплоть до контакта (катод), менялась непрерывно-

<sup>1)</sup> Разность фаз между током и потенциалом зонда для краткости будем именовать фазой.

ным образом и сдвинулась на  $\pi$ . Вертикальная проекция эллипса несколько менялась по величине, но в нуль не обращалась. Направление обхода эллипса определялось по виду спирального следа, оставляемого лучом при смещении фигуры Лиссажу на экране осциллографа.

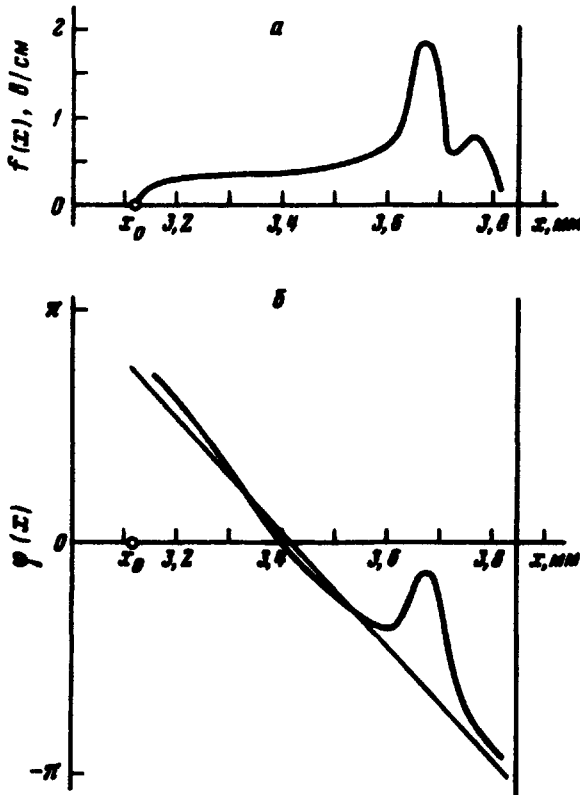


Рис. 2. Параметры волны.  $a - f(x)$ ;  $b - \phi(x)$

На рис. 1 показаны 12 последовательных диаграмм распределения переменной составляющей электрического поля  $E'$  в активной области образца. Максимум амплитуды колебания электрического поля составляет  $\sim 3\%$  от постоянной составляющей. То, что фигура Лиссажу во всей активной области остается эллипсом, означает, что колебания во всех точках носят гармонический характер и отличаются лишь фазой и амплитудой. Это можно записать так:

$$E'(x, t) = f(x) \sin[\phi(x) - \omega t]. \quad (1)$$

Здесь  $f(x)$  задает амплитуду, а аргумент синуса – фазу колебаний. Положим  $-\pi < \phi(x) \leq \pi$ . Экспериментальные данные (рис. 1) позволяют определить  $f(x)$  и  $\phi(x)$  (см. рис. 2).

На участках  $x_0 < x \leq 3,6$  мм и  $x \geq 3,75$  мм хорошее приближение к функции  $\phi(x)$  дает прямая линия (см. рис. 2, б), т. е.  $\phi(x) = -kx + b$  ( $k > 0$ , а величина  $b$  зависит от выбора начала отсчета времени). Это означает, что на данных участках незатухающая флуктуация представ-

ляет собой волну, бегущую с примерно постоянной фазовой скоростью  $v = \omega / (d\phi/dx) \approx -\omega/k$  в направлении дрейфа электронов. При  $x \lesssim 3,6$  мкм амплитуда волны меняется мало. Направление движения волны соответствует линейной теории РВ [5–7]. Фазовая скорость  $v \approx 23$  см/сек. При частоте  $\nu = 325$  мГц волновое число  $k \approx 90$  см<sup>-1</sup>, а длина волны  $\lambda \approx 0,07$  см, что по порядку величины согласуется со значением  $\lambda \approx 0,027$  мкм, рассчитанным в [2] для бесконечного образца. Сравнение с линейной теорией представляется оправданным, так как амплитуда возмущений мала, и можно ожидать, что параметры колебаний не сильно отличаются от критических величин, даваемых линейной теорией.

На участке  $3,6 \lesssim x \lesssim 3,75$  мкм амплитуда колебаний несколько больше, и движение волны имеет более сложный вид. Из рис. 2, б видно, что движение можно трактовать, например, как участок запаздывания по фазе по сравнению с волной, описываемой функцией  $\phi(x) = -kx + b$ . Возможно также представление в виде достаточно произвольной суперпозиции волн. Действительно, функцию (1) можно представить в виде суперпозиции двух (а, стало быть, и любого числа) волн того же вида

$$f(x) \sin[\phi(x) - \omega t] = f_1(x) \sin[\phi_1(x) - \omega t] + f_2(x) \sin[\phi_2(x) - \omega t], \quad (2)$$

причем  $\phi_1(x)$  и  $\phi_2(x)$  могут быть заданы произвольно, но так, чтобы в общем случае  $\phi_1(x) \neq \phi_2(x) + m\pi$  ( $m = -1; 0; 1$ ) для всех рассматриваемых  $x$ .  $f_1$  и  $f_2$  могут быть найдены по известным из эксперимента  $f$  и  $\phi$  и заданным  $\phi_1$  и  $\phi_2$ . Если в нашем случае положить  $\phi_1(x) = -kx + b$ ;  $\phi_2(x) = c$  ( $c = \text{const}$ ), то движение флуктуации во всей активной области можно описать как суперпозицию двух волн: бегущей волны  $f_1(x) \sin(-kx - \omega t + b)$  и стоячей волны  $f_2(x) \sin(c - \omega t)$ , причем на участках  $x_0 < x \lesssim 3,6$  мкм и  $x \gtrsim 3,75$  мкм  $f_1(x) \equiv f(x)$ , а  $f_2(x) \equiv 0$ . Величины амплитуд  $f_1$  и  $f_2$  на участке  $3,6 \lesssim x \lesssim 3,75$  мкм зависят от выбора константы  $c$ .

Наиболее близким к условиям эксперимента является рассмотренный в теории РВ случай медленных РВ в ограниченном однородном образце с омическими контактами [7]. В таком образце в пороговом режиме возмущение описывается волной вида (1), где  $\phi(x) = -k'x + b'$  ( $k'b' = \text{const}$ ;  $k' > 0$ ). Выше показано, что экспериментальная зависимость  $\phi(x)$  близка к такому виду. Наблюдаемые отклонения являются, по-видимому, следствием неоднородности образца, неомичности контактов и конечности величин возмущения (в отличие от предположений линейной теории). По тем же причинам характер функции  $f(x)$  отклоняется от теоретического вида. Отсутствие узлов (точек, где  $f(x) = 0$ ) внутри активной области соответствует основной моде колебаний [7].

Таким образом характер движения (в основных чертах) и направление перемещения, а также длина медленных РВ в кремнии, легированном цинком, соответствуют теории РВ.

Авторы признательны М.С.Кагану и И.В.Карповой и В.М.Кагану за ценное обсуждение результатов работы.

Поступила в редакцию  
25 октября 1971 г.

### Литература

- [ 1 ] Б.В.Корнилов, Ю.И.Завадский . Тр. IX Межд. конф. по физ. полупроводн., М., 1968, 1020; М. – Л., Изд. Наука, 1969.
  - [ 2 ] Ю.И.Завадский , Б.В.Корнилов. ФТТ, 11, 1494, 1969.
  - [ 3 ] Ю.И. Завадский , Б.В.Корнилов. ФТТ, 12, 1545, 1970.
  - [ 4 ] Ю.И. Завадский , Б.В.Корнилов. ФТП, 4, 2115, 1970.
  - [ 5 ] О.В.Константинов, В.И.Перель, Г.В.Царенков. ФТТ, 9, 1761, 1967.
  - [ 6 ] О.В.Константинов, В.И.Перель. ФТТ, 6, 3364, 1964.
  - [ 7 ] О.В.Константинов, Г.В.Царенков. ФТТ, 8, 1866, 1966.
  - [ 8 ] И.В.Карпова, С.Г.Калашников , О.В.Константинов, В.И.Перель, Г.В.Царенков. Тр. IX Межд. конф. по физ. полупроводн., М., 1968, 1015; М. – Л., Изд. Наука, 1969.
  - [ 9 ] I.V.Karpova , S.G. Kalashnikov, O.V.Konstantinov, V.I.Perel, G.V.Tsarenkov. Phys. Stat. Sol., 33, 863, 1969. '
  - [ 10 ] R.S.Gvosdover, I.V.Karpova, S.G.Kalashnikov, A.E.Lukyanov E.I.Rau, G.V.Spivak. Phys. Stat. Sol., (a), 5, 65, 1971.
-