

ной области энергий больше отличается от своего асимптотического значения, чем полное сечение радиационного торможения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Иваненко И. П., Иванова Е. В., Максименко В. М., Сизов В. В. Препринт ФИАН СССР № 257. М., 1984. [2] Иваненко И. П., Сизов В. В. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1985, 26, № 4, с. 28. [3] Бельский С. З. Лавинные процессы в космических лучах. М.: ОГИЗ, 1948. [4] Ландау Л. Д. ЖЭТФ, 1940, 10, с. 1007.

Поступила в редакцию  
11.04.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 3

### РАДИОФИЗИКА

УДК 537.311.322

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЛЕТНЫХ ЭФФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ ВОССТАНОВЛЕННОЙ ДВУОКСИ ТИТАНА ПРИ ПРОТЕКАНИИ В НИХ ТОКОВ, ОГРАНИЧЕННЫХ ОБЪЕМНЫМ ЗАРЯДОМ

В. Л. Кашинцева, Г. И. Овчинникова, А. Б. Снедков

(кафедра радиофизики СВЧ)

**Введение.** Изучение высокочастотных характеристик диэлектрических диодов при протекании в них токов, ограниченных объемным зарядом (ТООЗ), началось с теоретических работ Райга и Шао [1, 2], в которых проанализирован отклик диэлектрического диода на воздействие малого переменного сигнала высокой частоты. В работах [3, 4] приведены результаты измерений полной проводимости в зависимости от частоты в диэлектрических диодах, в которых в качестве диэлектрика использовались кремний и сульфид кадмия. Было показано теоретически и экспериментально, что в диэлектрическом диоде, как и в вакуумном диоде, работающем в режиме ТООЗ, наблюдаются эффекты, связанные с временем пролета электронов, но они несколько отличаются от явлений, имеющих место в вакуумном диоде. Такого рода исследования представляют не только чисто научный интерес. Они важны и с точки зрения возможных применений режимов протекания ТООЗ, для преобразования электромагнитных сигналов высокой частоты вплоть до диапазона СВЧ. Так, перспективность использования вакуумного диода в режиме ТООЗ для преобразования СВЧ сигналов была показана в работе [5].

Следует особо отметить, что метод, основанный на измерении времени прохождения инжектированных носителей через объем кристалла, используется для определения дрейфовой подвижности носителей. Этот метод становится наилучшим, если не единственным, для измерения подвижности носителей в изолирующих материалах, когда традиционные методы, например, использующие эффект Холла, становятся неэффективными.

В данной работе представлены результаты экспериментального наблюдения пролетных эффектов в кристаллах восстановленной двуокиси титана (рутиле) при протекании в них инжекционных ТООЗ. Ранние исследования инжекционных токов в рутиле ограничивались в основном статическими режимами.

**§ 1. Изготовление кристаллов и метод измерения.** Для исследований брали готовые монокристаллы рутила, выращенные методом Вернейля, которые затем восстанавливали путем нагрева в вакууме в присутствии ниобия при температуре 1050°C в течение двух часов. Восстановление кристалла [6] снижало его удельное сопротивление от  $10^{12}$  до  $10$  Ом·см. Кристалл вырезался вдоль оси «с» и имел форму параллелепипеда. На его торцы наносились омические контакты из серебряного клея. Для этого серебряная паста с отвердителем наносилась тонким слоем на поверхность кристалла, предварительно очищенную травлением в 30%-ном растворе HCl и обработанную в дистиллированной воде и в спирте. Кристалл с пастой затем высушивался при температуре 150°C на воздухе в течение двух часов. На начальном этапе омичность контактов проверялась по вольт-амперным характеристикам. Исследования проводились на нескольких кристаллах, отличавшихся размерами и удельной проводимостью.

Для измерений активной проводимости и емкости кристаллов использовался высокочастотный мост ТЕСЛА ВМ 431Е с диапазоном рабочих частот от 1 до 250 МГц. Данный прибор не был приспособлен к измерению характеристик кристаллов при подаче на них постоянного смещения, поэтому был изготовлен специальный держатель с достаточно сложной эквивалентной схемой. В процессе обработки результатов пришлось определить сначала параметры самого держателя, а затем по ним рассчитывать параметры кристалла.

**§ 2. Результаты измерений и их сопоставление с данными теории.** На рис. 1 приведена типичная вольт-амперная характеристика кристалла восстановленного рутила в логарифмическом масштабе. Из рис. 1 видно, что при напряжениях смещения  $U$ , меньших 0,3 В, ВАХ кристалла линейна (показатель степени равен единице), при больших  $U$  показатель степени ВАХ становится равным  $\sim 2$ , что

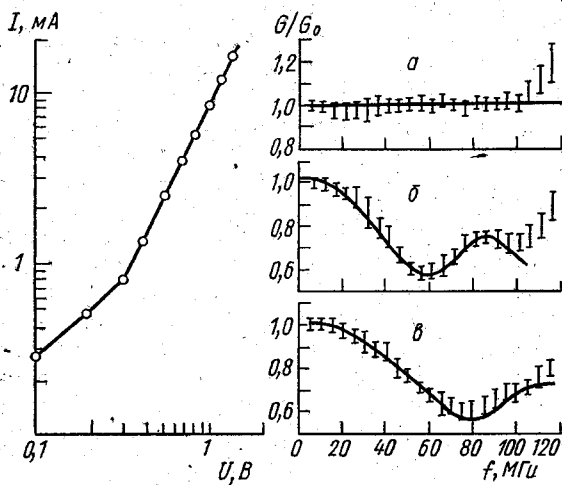


табл. восстановленного рутила в логарифмическом масштабе. Из рис. 1 видно, что при напряжениях смещения  $U$ , меньших 0,3 В, ВАХ кристалла линейна (показатель степени равен единице), при больших  $U$  показатель степени ВАХ становится равным  $\sim 2$ , что

Рис. 1. Вольт-амперная характеристика кристалла восстановленной двуокиси титана

Рис. 2. Зависимость приведенной проводимости  $G/G_0$  от частоты внешнего сигнала: смещение  $U=0,01$  (а), 0,5 (б) и 0,9 В (в)

позволяет предположить наличие в кристалле инжекции из контактов и ТООЗ [7]. Для этого и других подобных кристаллов были измерены зависимости активной проводимости и емкости от частоты. Результаты измерений активной проводимости кристалла, вольт-амперная характеристика которого представлена на рис. 1, показаны на рис. 2 вертикальными линиями, пропорциональными ошибке, которая определялась погрешностью, даваемой самим прибором, отнесенной к разности проводимостей держателя с кристаллом и без него. Зависимости а, б, в получены при смещениях  $U=0,01$ ; 0,5 и 0,9 В соответственно. В каждом случае значение активной проводимости  $G$  отнесено к ее низкочастотному зна-

чению  $G_0$ , равному дифференциальной проводимости, определяемой вольт-амперной характеристикой.

Из рис. 2 видно, что при малом смещении, когда через кристалл протекает ток, подчиняющийся закону Ома, значение  $G$  остается постоянным и равным низкочастотному его значению. Некоторый подъем на частотах выше 100 МГц связан с характеристикой самого держателя кристалла. При подаче на кристалл смещения, достаточного для протекания ТООЗ (см. рис. 2, б, в), начиная с частот  $\sim 20$  МГц наблюдается уменьшение  $G$  по сравнению с низкочастотным значением. Зависимость  $G/G_0$  от частоты имеет минимум, который смещается в область больших частот при увеличении напряжения смещения (ср. рис. 2, б и в). Перемещение минимума связано с тем, что увеличение напряжения смещения приводит к уменьшению времени пролета электронов через кристалл, что в свою очередь приводит к увеличению частоты, на которой эффекты пролетного времени начинают играть существенную роль. Значительное изменение  $G$  с ростом частоты (почти вдвое) делает легко наблюдаемыми и надежно интерпретируемыми результаты, связанные с эффектами пролетного времени. Емкость кристалла сначала остается постоянной, равной низкочастотному значению, затем несколько растет, изменяясь примерно на 10—20%.

Для сравнения экспериментальных результатов с теоретическими на экспериментальные значения рис. 2, б и в наложены теоретические кривые (сплошные линии), рассчитанные по формулам работы [1] для диэлектрического диода в режиме ТООЗ:

$$G = \frac{g\theta^3}{6} \frac{\theta - \sin \theta}{(\theta - \sin \theta)^2 + (\theta^2/2 + \cos \theta - 1)^2}$$

$$B = \frac{g\theta^3}{6} \frac{\theta^2/2 + \cos \theta - 1}{(\theta - \sin \theta)^2 + (\theta^2/2 + \cos \theta - 1)^2}$$

Здесь  $G$  и  $B$  — активная и реактивная проводимости диода соответственно,  $g$  — низкочастотная дифференциальная активная проводимость,  $\theta = \omega t$  — угол пролета,  $t$  — время пролета носителей через кристалл,  $\omega$  — рабочая частота.

Согласно теоретическим представлениям, пролетные эффекты начинают сказываться, когда время пролета носителей через кристалл  $t$  близко к периоду внешнего сигнала  $T$  или когда угол пролета  $\theta = 2\pi$  соответствует частоте сигнала  $\omega$ . Пролетному углу  $2\pi$  соответствует значение  $G$ , лишь незначительно отличающееся от минимального (не более 3%), поэтому для удобства оценок будем считать, что пролетному углу  $2\pi$  соответствует минимум в зависимости  $G/G_0$ . Тогда из рис. 2 видно, что пролетному углу  $2\pi$  соответствуют частота  $f \cong 55$  МГц для кривой б и частота  $f \cong 80$  МГц для кривой в. Хорошее согласие расчетных кривых с экспериментальными значениями позволяет заключить, что в исследованных кристаллах восстановленного рутила действительно имеет место инжекция носителей, если, конечно, выполняется основное условие, что время пролета  $t = 1/f$  меньше времени диэлектрической релаксации  $\tau = \epsilon\epsilon_0\rho$ . Величина диэлектрической проницаемости оценивалась по значению емкости кристалла и была равной  $\epsilon\epsilon_0 = 7,8 \cdot 10^{-8}$  Ф/м, а величина удельного сопротивления рассчитывалась по вольт-амперной характеристике рис. 1 для кристалла с размерами  $d = 1 \cdot 10^{-3}$  м,  $S = 2,25 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup> и равнялась  $\rho = 9 \cdot 10^{-1}$  Ом·м. Таким образом, время диэлектрической релаксации при данных параметрах кристаллов  $\tau = 7 \cdot 10^{-8}$  с, а максимальное время пролета  $t = 1,8 \cdot 10^{-8}$  с и можно считать, что условие  $t < \tau$  в эксперименте выполняется.

Были проведены оценки микроскопической подвижности  $\mu$  инжектированных носителей в кристаллах с использованием времени пролета носителей через объем кристалла. Согласно теории ТООЗ, время пролета связано с характеристиками диэлектрического диода соотношением [1]

$$t \cong \frac{4}{3} \frac{d^2}{\mu U}$$

Для времен пролета, определенных при напряжениях смещения  $U=0,5$  и  $0,9$  В, подвижность имеет значение  $(1,3 \pm 0,1) \cdot 10^2$  м<sup>2</sup>/(В·с). Это значение существенно превосходит обычно приводимые в литературе данные, полученные с помощью эффекта Холла [8]. Есть, однако, работа [9], в которой приведены оценки подвижности, близкие к нашим, и они также определены из анализа инжекционных токов. Следует, кроме того, иметь в виду, что рутил является кристаллом с выраженной анизотропией, что делает затруднительным использование эффекта Холла для измерения подвижности.

Суммируя все сказанное, можно заключить, что измерение пролетных эффектов в режимах ТООЗ не только позволяет подтвердить наличие инжекции в материале, но и использовать это как метод измерения подвижности инжектированных носителей в неизвестных материалах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Shao J., Wright G. T. *Solid — State Electr.*, 1961, 3, p. 291.  
[2] Wright G. T. *Ibid.*, 1966, 9, p. 1. [3] Chisholm C. H., Yeh C. S. *Electr. Lett.*, 1968, 4, p. 498. [4] Dascaly D. *Ibid.*, 1969, 5, p. 196. [5] Девятков М. Н., Овчинникова Г. И. *Радиотехн. и электроника*, 1977, 22, № 6, с. 1239. [6] Лучанский Г. П. *Химия титана*. Л.: Химия, 1971. [7] Ламперт М., Марк П. *Инжекционные токи в твердых телах*. М.: Мир, 1973. [8] Богомолов В. И., Жузе В. П. *ФТТ*, 1983, 5, с. 3285. [9] Greener E. H., Whitmore D. H. *J. Appl. Phys.*, 1961, 32, p. 1320. [10] Эйтель В. *Физическая химия силикатов*. М., 1962.

Поступила в редакцию  
13.03.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 3

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 539.293.011.23

### О РАСПРОСТРАНЕНИИ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Т. М. Ильинова, Т. В. Ищенко, И. М. Сорокина

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Проблеме резонансного взаимодействия света с полупроводником уделяется большое внимание [1—9].

В обзоре [7] цитируются работы, в которых используется двухуровневая модель среды. В последние годы исследовалась двухзонная модель полупроводника в приближении заданного поля накачки [4—6]. В работах [8, 9] решена самосогласованная задача о распространении слабого по энергии ( $W < W_s$ , где  $W_s$  — энергия насыщения) светового импульса в двухзонном полупроводнике в предельных случаях быстрой и медленной электрон-фононной релаксации.