

## ПОВЕРХНОСТНАЯ ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ В АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ

*Е.В.Власенко, Р.А.Сурис, А.М.Филачев, Б.И.Фукс*

Впервые измерена поверхностная подвижность электронов и дырок в МДП-структуре на  $\text{InSb}$  в зависимости от их поверхностной концентрации. Обсуждается влияние квантования движения электронов на их подвижность.

Исследования поверхностной подвижности носителей в полупроводниках,  $\mu_s$ , проводятся сейчас главным образом на структурах металл – диэлектрик – полупроводник (МДП), содержащих систему  $\text{Si} - \text{SiO}_2$ . Между тем значительно больший интерес представляет МДП-структура на  $\text{InSb}$ . Эффективная масса электронов в  $\text{InSb}$  гораздо меньше, чем в  $\text{Si}$ , и поэтому здесь должно ярко проявляться влияние квантования движения свободных носителей на их поверхностную подвижность. До сих пор, однако, нет сообщений об измерении поверхностной подвижности в  $\text{InSb}$ . Объясняется это, по-видимому, тем, что измерить ее обычными методами не удавалось. Эти методы основаны на использовании МДП-транзистора [1], а такой транзистор на  $\text{InSb}$  не создан.

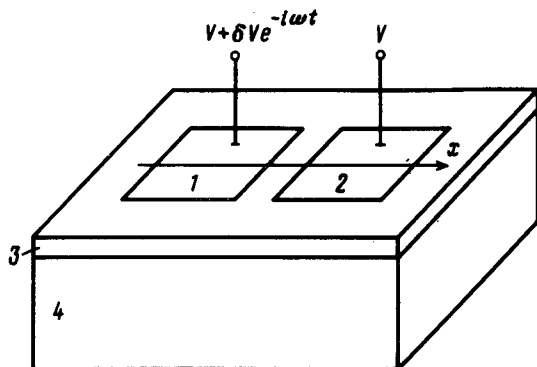


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой структуры: 1, 2 – электроды, 3 – диэлектрик, 4 – полупроводник

Мы обошли эту трудность и, насколько нам известно, впервые измерили поверхностную подвижность в  $\text{InSb}$ , используя новый метод [2], основанный на измерении частотной дисперсии малосигнального адмиттанса структуры, содержащей два близко расположенных МДП-конденсатора (рис. 1). Если к электродам 1 и 2 приложить постоян-

ное напряжение  $V$ , создающее у поверхности полупроводника потенциальную яму для неосновных носителей, а к электроду 1 сверх того приложить малый гармонический сигнал  $\delta V e^{-i\omega t}$ , то неосновные носители, собравшиеся близ поверхности полупроводника, будут периодически перетекать от одного электрода к другому. Запаздывание носителей, тем большее, чем выше  $\omega$  и меньше  $\mu_s$ , обуславливает характерную частотную зависимость адмиттанса такой структуры:

$$Y(\omega) = - \frac{i C \omega \left(1 + \frac{i}{\omega \tau}\right)^{-1}}{2} \frac{\operatorname{th} \sqrt{\frac{\omega i L^2 \left(1 + \frac{L}{\omega \tau}\right)^{-1}}{\mu_s V}}}{\sqrt{\frac{\omega i L^2 \left(1 + \frac{i}{\omega \tau}\right)^{-1}}{\mu_s V}}} .$$

Здесь  $C$  — емкость одного МДП-конденсатора,  $L$  — его размер в направлении перетекания носителей. Отличие между этим выражением и полученным в [2] состоит в замене  $\omega \rightarrow \omega \left(1 + \frac{i}{\omega \tau}\right)^{-1}$ , поскольку теперь мы учитываем генерацию носителей в приповерхностном обедненном слое, характерное время которой равно  $\tau$ .

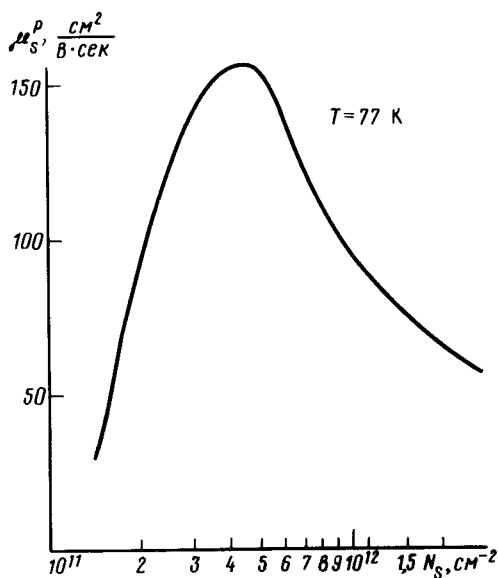


Рис. 2

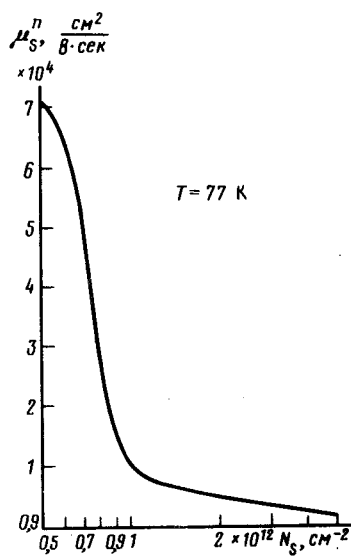


Рис. 3

Результаты измерений представлены на рис. 2 и рис. 3. Отметим следующие существенные различия между дырочной,  $\mu_s^p$ , и электронной,  $\mu_s^n$ , подвижностями: 1)  $\mu_s^p$  имеет максимум при поверхностной концентрации дырок  $N_s = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , в то время, как  $\mu_s^n$  в исследованном диапазоне  $N_s$  максимума не имеет; 2)  $\mu_s^n$  превосходит  $\mu_s^p$  более, чем на два порядка; 3)  $\mu_s^p$  правее максимума падает примерно как  $N_s^{-1}$ , а  $\mu_s^n$  спадает быстрее, чем  $N_s^{-2}$ . Ниже мы приведем сообра-

жения, показывающие, что эти отличия свидетельствуют в пользу существенной роли квантового характера движения намного более легких, чем дырки, электронов как вдоль поверхности полупроводника, так и в нормальном к ней направлении.

Причина появления максимума  $\mu_s$  состоит в следующем [3]. Диэлектрик МДП-структуры — аморфное вещество, которое содержит хаотически распределенные положительные и отрицательные фиксированные заряды, связанные либо с примесными атомами, либо с оборванными химическими связями. Поле этих зарядов создает в приповерхностном слое полупроводника флуктуационный потенциал, в ямах которого скапливаются неосновные носители. В проводимость вдоль поверхности дают вклад лишь те из них, энергия которых выше уровня протекания. Чем выше  $N_s$ , тем сильнее экранирование флуктуационного потенциала и ниже уровень протекания. Поэтому с ростом  $N_s$  растет и  $\mu_s$ . При определенном значении  $N_s^{max}$  энергия возбуждения на уровень протекания обращается в нуль, и при дальнейшем увеличении  $N_s$  подвижность падает, так как увеличение  $N_s$  сопряжено с ростом нормального к поверхности электрического поля  $E_s$ , прижимающего к ней носители и увеличивающего роль поверхностного рассеяния.

Чем легче носитель, тем важнее квантовая делокализация, ниже уровень протекания и меньше  $N_s^{max}$ . Результаты [4] позволяют связать  $N_s^{max}$  с суммарной поверхностной плотностью положительных и отрицательных зарядов, встроенных в диэлектрик,  $\sigma_s$ . Для тяжелых носителей, эффективный боровский радиус которых  $a_B = \hbar^2 \epsilon / m e^2$  столь мал, что  $\sigma_s a_B^2 \ll 1$ ,  $N_s^{max} \sim \sigma_s$ . Если же носители легкие и  $\sigma_s a_B^2 \gg 1$ ,  $N_s^{max} \sim \sigma_s / (\sigma_s a_B^2)^{1/2}$ . В InSb для электронов  $a_B$  примерно в 30 раз больше, чем для дырок, и составляет около 500 Å. Если исходить из того, что  $\sigma_s \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (при типичной толщине диэлектрика  $\sim 1000 \text{ Å}$  это отвечает объемной плотности заряженных дефектов  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), то для электронов  $\sigma_s a_B^2 \sim 10 \div 100$  и  $N_s^{max}$  должна быть в несколько раз меньше, чем для дырок, для которых  $\sigma_s a_B^2 \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ .

В пользу квантования движения электронов в направлении нормальном к поверхности свидетельствуют отличия  $\mu_s^n$  от  $\mu_s^p$ , указанные в пунктах 2) и 3). Если квантования нет, подвижность носителей в условиях их диффузного рассеяния поверхностью есть [5]  $\mu_s = v_T / E_s$  ( $v_T$  — тепловая скорость,  $E_s$  — поле у поверхности, пропорциональное  $N_s$ ) и падает как  $N_s^{-1}$ . (Это верно, когда  $E_s$  настолько велико, что длина локализации носителей у поверхности,  $\hbar k T / e E_s$ , много меньше длины свободного пробега в объеме). Наши экспериментальные значения за максимумом неплохо соответствуют этому выражению.

Если бы подобным выражением описывалась и  $\mu_s^n$ , то она превосходила бы  $\mu_s^p$  всего лишь в  $\sqrt{m_p / m_n} \sim 5$  раз. Из сравнения рис. 2 и рис. 3 видно, что это отношение гораздо больше, а уменьшение  $\mu_s^n$  с  $N_s$  происходит значительно быстрее, чем по закону  $N_s^{-1}$ . Известно [3], что квантовая локализация носителей с одной стороны уменьшает роль поверхностного рассеяния, а с другой, приводит в предельном квантовом случае к более резкой зависимости подвижности от  $N_s$  ( $\mu_s \sim N_s^{-2}$ ). На рис. 3 видно, что темп спадания  $\mu_s^n$  оказывается даже еще более быстрым. Мы связываем этот эффект с "утяжелением" электронов при их локализации ввиду непараболичности закона дисперсии.

Оценка показывает, что в  $\text{InSb}$  при поверхностном заряде  $10^{12} e/\text{см}^2$  уровень основного состояния электронов отстоит от дна зоны проводимости на величину порядка 0,1 эВ. При таких энергиях непараболичность закона дисперсии электронов уже существенна.

Поступила в редакцию  
24 сентября 1979 г.

После переработки  
14 ноября 1979 г.

### Литература

- [1] "Свойства структур металл – диэлектрик – полупроводник", под ред. А.В.Ржанова, М., изд. Наука, 1976.
  - [2] Е.В.Власенко, Р.А.Сулис, Б.И.Фукс. ФТП, 11, 1112, 1977.
  - [3] F.Stern. Book "Surface Science: Recent Progress and Perspectives", T.S.Jayadevaiah, R. van Selow ed., CRC Press, Inc., Clivlend, 1974.
  - [4] В.А.Гергель, Р.А.Сулис. ЖЭТФ, 75, 191, 1978.
  - [5] J.R.Schrieffer. Book "Semiconductor Surface Physics", R.H.Kingstone ed., Univ. of Pennsylvania Press, Philadelphia, 1957.
-