

УДК 537.226

© 1992

АППРОКСИМАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ВАХ КРИСТАЛЛОВ $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ С ПОМОЩЬЮ АНАЛИТИЧЕСКИХ ПРИБЛИЖЕНИЙ ТЕОРИИ ТОПЗ

Л. К. Бунина, А. Ю. Кудзин, Г. Х. Соколянский, А. С. Юдин

Исследованы особенности экспериментальных ВАХ структуры М—силленит—М. Показано, что вид ВАХ характерен для ТОПЗ при квазинепрерывном распределении локализованных состояний в широкой запрещенной зоне полупроводника. Рассмотрен вопрос о дискриминации типов инжекции носителей заряда из электрода в объем полупроводника. Показано, что существуют условия (интервал толщин, напряжений, температур), при которых доминирующей является монополярная инжекция и ВАХ хорошо описываются аналитическими приближениями теории ТОПЗ гауссовского распределения ловушек. Определены параметры гауссовского распределения для силленитов.

Монокристаллы силикосилленита ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) и германосилленита ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) относятся к широкозонным полупроводникам с запрещенной зоной 3.25 эВ при комнатной температуре. По своим электрофизическим свойствам кристаллы ведут себя как неупорядоченные системы. В [1] в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ обнаружено плечо примесного поглощения в диапазоне 3.25 эВ $\geq h\nu \geq 2.3$ эВ, с которым связано наличие существенной примесной фотопроводимости [2]. В [3, 4] установлено, что превалирующим в силленитах является прыжковый механизм проводимости с участием локальных центров. Это связано с наличием неконтролируемых примесей [5] и собственных дефектов кристаллической решетки [6].

В случае кристаллических полупроводников флуктуации пространственного распределения примесных атомов или дефектов решетки могут приводить к существованию крупномасштабного хаотического рельефа электростатического потенциала, модулирующего разрешенные энергетические зоны и обуславливающего возникновение в запрещенной зоне полупроводника «хвоста» плотности состояний [7]. Наряду с этим высокая концентрация примесных атомов, обуславливающая возможность их взаимодействия, нарушения периодичности кристаллической решетки внедрившимися в нее примесями, флуктуации распределения примесных центров являются причиной «размывания» дискретных примесных уровней и образования в широкой запрещенной зоне квазинепрерывного спектра локализованных состояний, для описания которого наилучшим образом подходит приближение гауссовского распределения [8].

Полезную информацию о характере энергетического распределения локализованных состояний $N(\epsilon)$ в широкозонных полупроводниках можно получить путем анализа спектра оптического поглощения. В [9] проведено разложение сложного спектрального контура $\alpha(h\nu)$ монокристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ на ряд гауссовских составляющих и определены их параметры. Однако с помощью оптических измерений затруднительно идентифицировать локальные примесные уровни с глубиной залегания менее 1.3 эВ. Данное обстоятельство связано с тем, что в этом диапазоне коэффициент поглощения мал и его значения соиз-

меримы с погрешностью измерений. Но наряду с этим о виде $N(\epsilon)$ вблизи уровня проводимости можно получить информацию из анализа ВАХ токов монополярной инжекции (МИ) [8]. ВАХ структуры М—силленит—М (М — металлический контакт) имеют ряд характерных особенностей.

1) На большинстве ВАХ наблюдается несколько участков с различной степенной зависимостью тока от напряжения $I \sim U^n$: омический, квадратичный и участок резкого нарастания тока.

2) Показатель степени n на участке резкого нарастания тока с ростом напряжения изменяется от двух до восьми. Переход от закона Ома к квадратичной зависимости является плавным.

3) Характер ВАХ в области напряжений, при которых уже не сказывается наличие барьера Шоттки [10], не меняется при изменении полярности приложенного поля, не зависит от материала металлических электродов и способа их нанесения, на основании чего можно считать, что ВАХ в исследуемой области полей и температур в основном определяется свойствами кристалла.

Описанные особенности ВАХ характерны для токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) в диэлектриках в присутствии ловушек [11]. Качественно идентичные ВАХ могут быть связаны также с полевой ионизацией ловушек при учете степенной зависимости подвижности от поля [12]. Однако полевая ионизация наступает при напряжениях по крайней мере на порядок выше, чем участки резкого нарастания тока на ВАХ в структуре М—силленит—М. С другой стороны, наличие в кристаллах силленитов стимулированной проводимости [13, 14] требует для выполнения условия электронейтральности двойной инжекции, что подтверждается, в частности, исследованиями распределения потенциала в структуре М—силленит—М [15]. Там же показано, что в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ подвижность электронов примерно на 2 порядка выше подвижности дырок. Таким образом, можно ожидать, что при определенных условиях в исследуемой структуре проводимость основного объема кристалла будет определяться носителями одного знака и тогда анализ ВАХ можно производить на основе подхода МИ.

Критерием дискриминации токов монополярной инжекции и двойной инжекции может служить отношение концентрации общего заряда в полупроводнике и заряда свободных носителей Q_{ext} [12]. Для МИ коэффициент дискриминации $Q_{\text{ext}} \geq 1$. Нами проанализированы семейства ВАХ, снятых на образцах разных толщин при разных температурах, и установлено, что наилучшим образом приближению МИ удовлетворяют ВАХ для толщин образцов $d \geq 0.8$ мм при температурах не ниже 200 °С, которые и использованы для дальнейшего анализа.

В [8] показано, что не существует единого аналитического приближения, достаточно точно описывающего всю ВАХ, начиная с напряжения U_x начала суперлинейной области и заканчивая напряжением предельного заполнения ловушек U_{TFI} . Для такой аппроксимации весь диапазон напряжений следует разбить на четыре поддиапазона в соответствии с величиной U и значением наклона $n = \Delta(\lg j) / \Delta(\lg U)$, для каждого из которых применимо определенное аналитическое приближение. В частности, для $2 < n \leq 4$ зависимость $j(U)$ хорошо описывается формулой Бонхема

$$j = e\mu N_s \exp\left[-\frac{E_t}{kT} + 2\right] \frac{U}{L} \exp\left[-\frac{1}{kT} \sqrt{2\sigma^2 \left[1 + \left(\frac{2kT}{\sigma}\right)^2\right] \ln\left(\frac{eL^2 A}{\epsilon U}\right)}\right], \quad (1)$$

$$A = \frac{N_s kT e^{1/2}}{2(2\pi)^{1/2} \sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2/2) (kT)^2 / \sigma^2}{\cos h(y/2)} dy,$$

$$y = \frac{E - E_F}{kT},$$

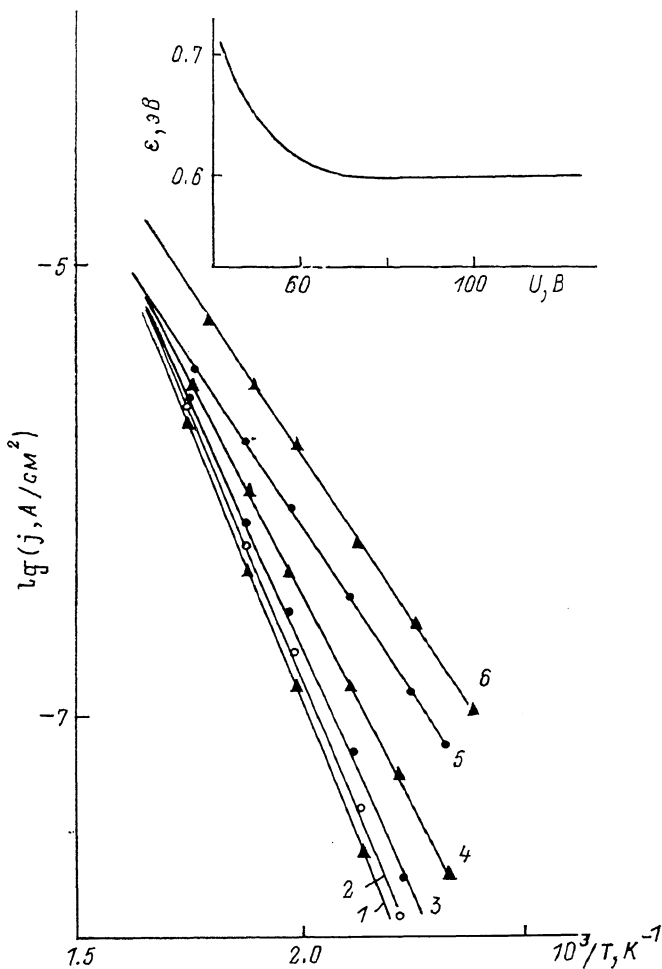


Рис. 1. Температурные зависимости плотности тока в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при $U=10$ (1), 20 (2), 30 (3), 50 (4), 80 (5), 160 В (6).

На вставке — энергия активации проводимости E_a в зависимости от напряжения U .

при $3 < n < 8$ применимо выражение Нешпурека

$$j = \frac{e\mu U}{L} \frac{(\epsilon U)^2 N_e \exp[-E_t/kT]^1}{(eL^2 N_t - U\epsilon)^\alpha},$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2\pi\sigma^2}{16k^2 T^2} + 1}, \quad (2)$$

где L — толщина, μ — подвижность, e — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая проницаемость. Суперквадратичная формула Бонхема применима в диапазоне напряжений, при котором квазиуровень Ферми перемещается по крутой части гауссовского колокола ниже максимума E_t , т. е. в интервале энергий $E_t > E_F > E_t - \sigma^2/kT$, где E_F — квазиуровень Ферми. Формула Нешпурека перекрывает область напряжений до перехода квазиуровня Ферми через максимум E_t гауссовской кривой.

Различают два вида гауссовского распределения локальных уровней: вблизи уровня проводимости $G_e(\epsilon)$ и с максимумом на глубине E_t от уровня проводимости в щели запрещенных энергий полупроводника $G_g(\epsilon)$ [8]. Критерием для их идентификации может служить поведение зависимости энергии активации проводимости от напряжения, при котором проводились измерения ($E_a(U)$).

На рис. 1 приведены кривые $\lg(j(1/T))$ для монокристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, снятые при разных напряжениях, и определенная по ним зависимость $E_a(U)$. С ростом приложенного напряжения энергия активации уменьшается от ~ 1 эВ до $E_a = E_t \approx 0.6$ эВ, что указывает на $G_g(\epsilon)$ распределение.

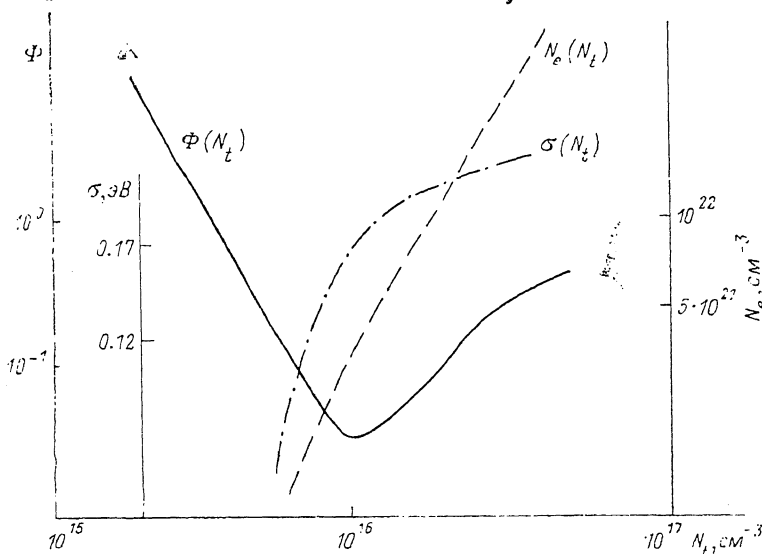


Рис. 2. Кривая минимизации параметра N_t по методу наименьших квадратов $\Phi = \Phi(N_t)$, согласно формуле (3), при аппроксимации экспериментальных ВАХ кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Аналитическая аппроксимация экспериментальных ВАХ, имеющих монотонно возрастающие наклоны и зависимости $\lg j = f(\lg U)$, проводилась по методу наименьших квадратов на основе приближенных формул Бонхема и Нешпурека теории ТОПЗ гауссовского распределения ловушек. В формулы входят три неизвестных параметра: 1) параметр дисперсии гауссовского распределения σ , 2) суммарная концентрация N_t ловушек на уровне с максимумом в E_t , 3) плотность состояний на уровне проводимости N_e . Поиск оптимальных значений σ , N_t , N_e проводился путем минимизации на ЭВМ суммы

$$\Phi = \sum_{i=1}^n [\lg j(U_i) - \lg j^{\text{calc}}(U_i, N_t, \sigma, N_e)]^2 \rightarrow \min, \quad (3)$$

где j — экспериментальное значение плотности тока в режиме ТОПЗ, j^{calc} — расчетное значение плотности тока.

Параметры σ и N_t определяют в координатах $\lg j - \lg U$ кривизну ВАХ, N_e — ее вертикальное смещение. При варьировании вначале находится значение N_e , которое сшивает расчетную и экспериментальную ВАХ в начальной точке диапазона аппроксимации, а затем проводится поиск величин σ и N_t , обеспечивающих минимум выражения (3). Зависимость квадратичного отклонения $\Phi(N_t)$ для приближения Нешпурека приведена на рис. 2. Она имеет четко выраженный минимум, который соответствует наилучшему совпадению расчетной и экспериментальной зависимостей $j(U)$. При варьировании в пер-

вую очередь находится минимум $\Phi(N_i)$ и соответствующие ему параметры σ и N_e . Перед аппроксимацией экспериментальные ВАХ статистически усреднялись. При использовании формулы Бонхема в качестве начального приближения для N_i использовалось значение, найденное из формулы Нешпурека, так как приближение Бонхема менее чувствительно к варьированию параметра N_i , чем приближение Нешпурека.

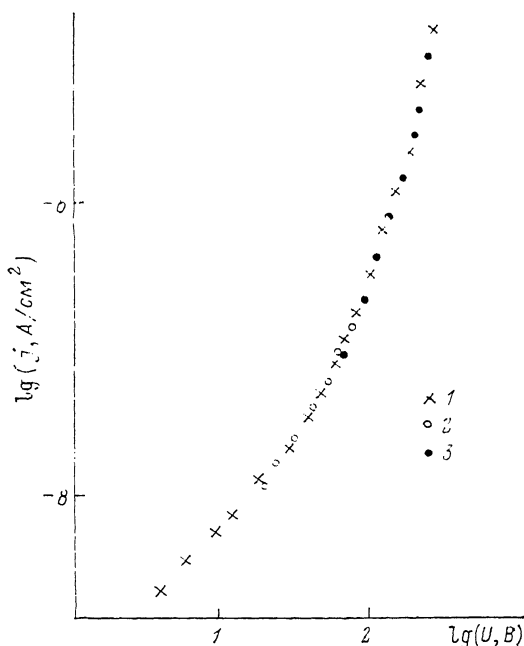


Рис. 3. Аппроксимация экспериментальной ВАХ кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

1 — экспериментальная ВАХ, 2 — аппроксимация согласно формуле Бонхема, 3 — аппроксимация согласно формуле Нешпурека.

На рис. 3 приведены экспериментальная ВАХ и расчетная, полученная при следующих значениях параметров: $\sigma=0.15$ эВ, $N_i=10^{16}$ см $^{-3}$, $N_e=10^{21}$ см $^{-3}$.

Список литературы

- [1] Aldrich R. E., Hou S. L., Harvill M. L. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 493—494.
- [2] Костюк В. X., Кудзин А. Ю., Соколянский Г. X. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 8. С. 2454—2459.
- [3] Авраменко В. П., Клименко Л. П., Кудзин А. Ю., Соколянский Г. X. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 4. С. 1201—1204.
- [4] Авраменко В. П., Кудзин А. Ю., Соколянский Г. X. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 10. С. 3149—3152.
- [5] Буравлева М. Г., Сойфер Л. М., Ткаченко В. Ф. Монокристаллы и техника. Харьков, 1975. С. 74—79.
- [6] Abrahams S. C., Jamieson P. V., Veructein J. L. // J. Chem. Phys. 1967. V. 47. N 10. P. 4034—4041.
- [7] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [8] Nespurek S., Silinsh E. A. // Phys. Stat. Sol. Ser. A. 1976. V. 34. P. 747—759.
- [9] Кудзин А. Ю., Соколянский Г. X., Юдин А. С. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 3. С. 2266—2268.
- [10] Грачев А. И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 11. С. 183—185.
- [11] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.

- [12] Зюганов А. Н., Свечников С. В. Инжекционно-контактные явления в полупроводниках. Киев, 1981. 256 с.
- [13] Гуенок Е. П., Кудзин А. Ю., Соколянский Г. Х. // УФЖ. 1976. Т. 21. № 5. С. 866—867.
- [14] Oberschmid R. // Phys. Stat. Sol. Ser. A. 1985. V. 89. P. 657—668.
- [15] Авраменко В. П., Кудзин А. Ю., Клименко Л. П., Соколянский Г. Х. Активные диэлектрики. Днепропетровск, 1984. С. 71—82.

Днепропетровский государственный университет

Поступило в Редакцию
5 августа 1991 г.