

01; 06.1

© 1992

ВЕРОЯТНОСТЬ ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
 ЧЕРЕЗ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР
 НА ПОВЕРХНОСТИ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ С ОЭС

В.П. Д е н и с о в

Наиболее сложным процессом, происходящим при фотоэмиссии полупроводников с отрицательным электронным средством (ОЭС), является переход электрона из объема твердого тела в вакуум. Началом этого этапа принято считать момент вхождения электрона в область пространственного заряда, соответственно, характеристикой его служит отношение числа термализованных электронов, вышедших в вакуум к числу термализованных электронов, вошедших в ОПЗ — так называемая вероятность выхода в [1]. Естественно предположить, что ввиду сложной формы потенциала на поверхности полупроводника, вероятность выхода зависит от энергии электрона, особенно вблизи нуля, таким образом, что

$$B = \int b(E)n(E)dE / \int n(E)dE, \quad (1)$$

где E — энергия, отсчитываемая от уровня Ферми, $b(E)$ — вероятность перехода через барьер для электрона с энергией E , $n(E)$ — функция распределения электронов по энергиям внутри эмиттера. Вид функции $b(E)$ был рассчитан (см., например, [2]), но, сколько нам известно, экспериментально не исследован.

Распределение по энергиям электронов, вышедших в вакуум, $N(E)$ может быть представлено в виде

$$N(E) = n(E)b(E). \quad (2)$$

Представим себе, что распределения $N_1(E)$ и $N_2(E)$ сняты при двух значениях работы выхода Φ_1 и Φ_2 , отличающихся на величину $\Delta\Phi$. Тогда, полагая, что при условии

$$E - \Phi \gg \Delta\Phi \quad (3)$$

$b(E)$ есть функция только $E - \Phi$, получаем, что

$$N_1(E)/N_2(E) = b(E - \Phi_1)/b(E - \Phi). \quad (4)$$

Проводя аналогичные выступления при всех доступных в данном спектре энергиях E_1, E_2, \dots, E ($E_n - E_{n-1} = \Phi$), получаем цепочку отношений

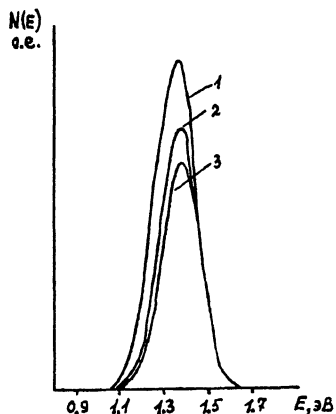


Рис. 1. Энергетические спектры электронов фотоэмиссии арсенида галлия с ОЭС при энергии возбуждения 1.55 эВ: 1 – при оптимальном покрытии; 2, 3 – при возрастающей экспозиции в кислороде. Отсчет энергии ведется от уровня Ферми.

$$b(E_1)/b(E_2); b(E_2)/b(E_3); \dots; b(E_{n-1})/b(E_n). \quad (5)$$

Данные соотношения позволяют определить величину $b(E)$ во всем исследованном диапазоне энергий с точностью до постоянного множителя.

Анализ осложняется тем обстоятельством, что ширина спектра термализованных электронов, эмиттируемых ОЭС-эмиттерами, не превышает одну десятую электронвольта, что заставляет учитывать конечность разрешения анализатора – его аппаратную функцию $R(E)$. При этом наблюдаемый спектр электронов может быть представлен в виде

$$N^*(E) = N(E) * R(E), \quad (6)$$

где знак $*$ – обозначение для свертки двух функций. Не проводя детальной самосогласованной подгонки, предположим, что по аналогии с (4)

$$N_1^*(E)/N_2^*(E) = b^*(E - \Phi_1)/b^*(E - \Phi_2), \quad (7)$$

где $b^*(E) = b(E) * R(E)$. Тогда цепочка отношений (5) поддается определению из экспериментальных данных с заменой $b(E)$ на $b^*(E)$.

Для изучения зависимости $b(E)$ был поставлен эксперимент по снятию зависимостей $N(E)$ – энергетических спектров электронов – при различных работах выхода. Экспериментальная техника описана ранее [3]. Исследовались образцы арсенида галлия легированные

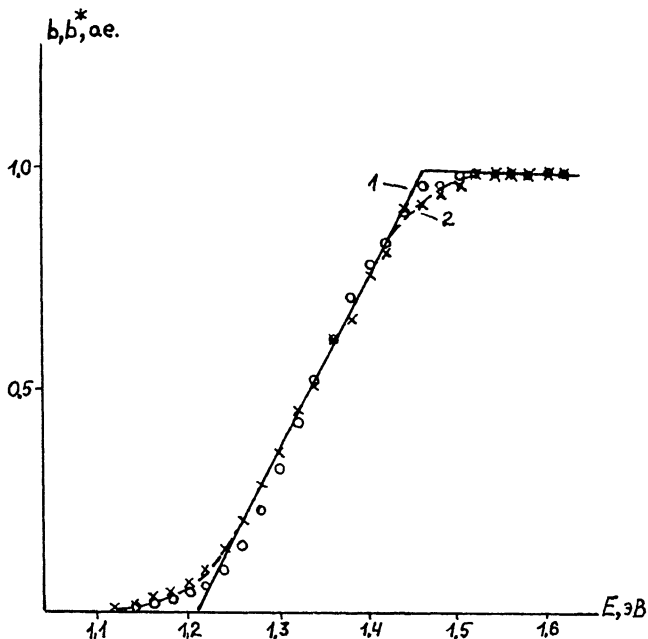


Рис. 2. Проницаемость поверхностного барьера на границе арсенида галлия с отрицательным электронным средством и вакуума: \circ и \times — экспериментальные точки, полученные из соотношения кривых 1-2 и 2-3 (рис. 1) соответственно, 1 — предполагаемая истинная проницаемость, 2 — свертка кривой 1 и треугольной аппаратной функции с полушириной 0.1 эВ.

германием до уровня $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ с поверхностью (111) В, активированной до состояния ОЭС [4]. Увеличение работы выхода Φ по сравнению с оптимальной достигалось адсорбцией кислорода после окончания активирования. Оцениваемое по экспозиции количество адсорбированного кислорода не превышает 10% монослоя. Это позволяет предположить, что повышение работы выхода является единственным следствием такой избыточной адсорбции. Энергетические спектры $N(E)$ приведены на рис. 1. Изменения работы выхода, определяемые по смещению низкоэнергетического склона кривых, составляют 0.04 и 0.02 эВ. Поскольку были сняты три кривые при двух значениях $\Delta\Phi$, каждое отношение $b(E_n)/b(E_{n-1})$ определяется дважды, что позволяет в какой-то мере проконтролировать корректность сделанных допущений. Совпадение вида зависимостей $V(E)$, показанных на рис. 2, вполне удовлетворительное.

Принимая в первом приближении, что аппаратная функция треугольная с полушириной 0.10 эВ, а проницаемость барьера растет

линейно от нуля до насыщения в некотором интервале ΔE , получаем, что наилучшее соответствие кривым, приведенным на рис. 2, достигается, если $\Delta E = 0,25$ эВ. По-видимому, это значение и может быть принято в качестве характерной величины интервала энергий электронов, в котором вероятность их выхода заметно изменяется.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б е л л Р.Л. Эмиттеры с отрицательным электронным средством, М.: Энергия, 1978, С. 46.
- [2] L i h u i С u o, Н о u X u n // J. Phys. D; Appl. Physics. 1989. V. 22. P. 348.
- [3] Д е н и с о в В.П., К л и м и н А.И. // ФТТ. 1990. Т. 32. С. 1754.
- [4] А н т о н о в а Л.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. С. 602.

Поступило в Редакцию
3 января 1992 г.