

01; 06.2

© 1992

РЕЗОНАНСНЫЕ УРОВНИ И ВРЕМЯ ЖИЗНИ
НОСИТЕЛЕЙ В ДВУХБАРЬЕРНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

В.С. Кузнецов

При туннелировании носителей через двухбарьерный гетеропереход большую роль играют резонансные квантовые состояния [1], которые могут также существенно влиять на характер электронного транспорта во всех гетероструктурах [2, 3, 4], приводить к гистерезисным явлениям [5, 6].

В данной работе рассмотрены резонансные квантовые состояния и туннелирование носителей с эффективной массой m^* через гетероструктуру, которая состоит из двух барьеров одинаковой высоты V , разделенных квантовой ямой шириной a . Яма смещена от центра структуры на величину z и имеет глубину $V+VI$, отсчитанную от верха барьеров. Суммарная ширина двух барьеров $2b$ считается фиксированной величиной.

Коэффициент прохождения $T(E, z)$ определяется формулой.

$$T(E, z) = 1 / \left| \left[\cos(\alpha a) \operatorname{ch}(2\lambda b) + (\lambda/\alpha - \alpha/\lambda) \sin(\alpha a) \operatorname{sh}(2\lambda b) / 2 \right] + i \left\{ (\lambda/k - k/\lambda) \left[\cos(\alpha a) \operatorname{sh}(2\lambda b) + (\lambda/\alpha - \alpha/\lambda) \sin(\alpha a) \operatorname{sh}(2\lambda b) / 2 \right] - (\lambda/k + k/\lambda) (\lambda/\alpha + \alpha/\lambda) \sin(\alpha a) \operatorname{ch}(2\lambda z) / 2 \right\} \right|^2, \quad (1)$$

где $k = (2m^*E)^{1/2}/\hbar$, $\alpha = (2m^*(E+V))^{1/2}/\hbar$, $\lambda = (2m^*(V-E))^{1/2}/\hbar$, \hbar - постоянная Планка, E - энергия проходящей через барьер частицы.

$T(E, z)$ является четной функцией относительно z , т. е. коэффициент прохождения инвариантен относительно направления смещения квантовой ямы из центрального положения. На рис. 1 показана зависимость коэффициента прохождения от энергии падающих на барьер носителей E и смещения ямы z при $m^* = 0.067 m_0$, $V = 0.2$ эВ, $VI = 0$, $a = 200$ Å, $b = 50$ Å, m_0 - масса покоя свободного электрона. Первый пик при $E = 0.0102$ эВ не виден из-за малости коэффициента прохождения. Из рисунка можно сделать вывод, что при смещении квантовой ямы к краю структуры происходит небольшое смещение резонансных пиков, расположенных ниже высоты барьера, они уширяются и понижаются по высоте, что в конечном итоге приводит к их исчезновению. Отсюда следует, что квантовая яма наиболее эффективно влияет на прохождение носителей при центральном положении в двухбарьерной гетероструктуре.

В работе [7] предложено определять время жизни носителей на резонансных состояниях по ширине пиков коэффициента прохождения при резонансном туннелировании. При этом предполагалось, что форма кривой вблизи максимума описывается формулой Лоренца. Так

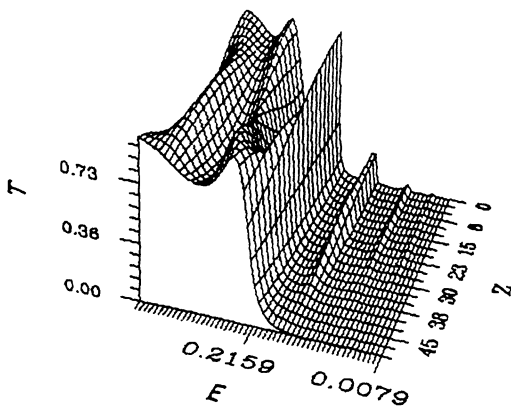


Рис. 1. Зависимость коэффициента прохождения T от энергии падающих на барьер носителей E и смещения квантовой ямы z .

как коэффициент прохождения характеризуется огибающей вклада от нескольких резонансных состояний, то определение истинного положения квантовых уровней и их ширины представляет порой большие трудности при энергиях больше высоты барьера.

Для определения спектра резонансных состояний, локализованных в области гетероперехода, необходимо решить уравнение Шредингера с аналитическим прохождением энергии на комплексную плоскость $E \rightarrow W = E_1 - iE_2$. Время жизни $\tau = \hbar/2E_2$. В рассматриваемой модели W определяется из уравнения

$$\lambda k [2\lambda \alpha \cos(\alpha a) \operatorname{Ch}(2\lambda b) + (\lambda^2 - \alpha^2) \sin(\alpha a) \operatorname{Sh}(2\lambda b) + i\{(\lambda^2 - k^2)[2\lambda \alpha \cos(\alpha a) \operatorname{Sh}(2\lambda b) + (\lambda^2 - \alpha^2) \sin(\alpha a) \operatorname{Ch}(2\lambda b)] - (\lambda^2 + k^2)(\lambda^2 + \alpha^2) \sin(\alpha a) \operatorname{Ch}(2\lambda z)\}] = 0. \quad (2)$$

Здесь k , λ , α совпадают с соответствующими выражениями формулы (1) при замене $E \rightarrow W$, причем всегда должно быть $\operatorname{Im}(k) \geq 0$. Корни уравнения (2) располагаются на комплексной плоскости симметрично относительно вещественной оси. Действительно, при замене $W \rightarrow W^*$ и $k \rightarrow -k^*$, $\alpha \rightarrow -\alpha^*$, $\lambda \rightarrow \lambda^*$ уравнение (2) переходит в комплексно сопряженное к нему уравнение.

Численное решение уравнения (2) позволило уточнить спектр резонансных состояний и показало, что из-за большой ширины уровней энергии выше барьера не все квантовые состояния приводят к явлению „гигантского резонанса“ [8] у коэффициента прохождения T . В частности, состояние с энергией 0.38 эВ проявляется только при смещении ямы $7 < z < 45 \text{ \AA}$, наиболее четкий пик при $z = 27 \text{ \AA}$. На рис. 2, а дана зависимость вещественной E_1 и мнимой E_2 части энергии от смещения z для этого уровня.

При $V_f = 0$ у резонансных квантовых состояний с энергией, меньшей высоты барьера, мнимая часть энергии E_2 неограниченно и

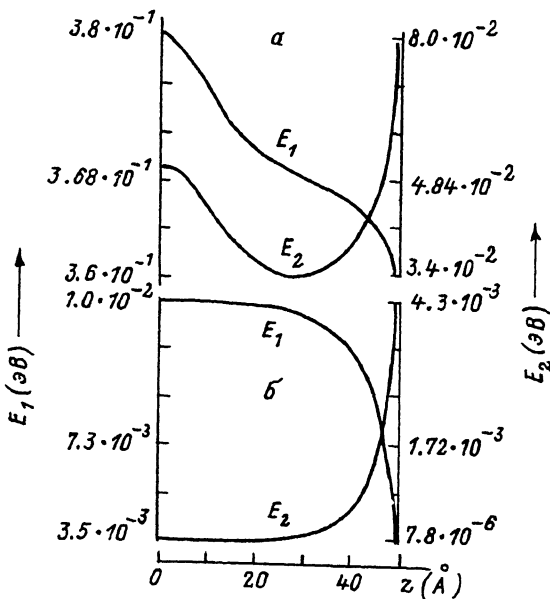


Рис. 2. Зависимость вещественной E_1 и мнимой E_2 части энергии от смещения квантовой ямы z для седьмого (а) и первого (б) уровней энергии.

монотонно возрастает при увеличении смещения барьера, а вещественная часть E_1 у большинства уровней уменьшается (у уровня, лежащего вблизи верха барьера, E_1 проходит через максимум). На рис. 2, б приведены зависимости E_1 и E_2 для первого резонансного уровня от смещения ямы.

Для уровней с энергией выше барьера $E_1 > V$, которые при выходе ямы из структуры преобразуются в резонансные уровни самой однобарьерной гетероструктуры, величины E_1 и E_2 монотонно изменяются. Так, у пятого уровня E_1 и E_2 увеличиваются. У уровней, которые не преобразуются в уровни однобарьерной гетероструктуры, E_2 неограниченно возрастает, а при подходе ямы к краю гетероструктуры уменьшается. Необходимо отметить, что во всех случаях относительное изменение E_1 невелико, что отчетливо видно на приведенных рисунках.

Если поле примесей аппроксимировать одномерной квантовой ямой, то на основании полученных результатов можно ожидать, что на электрические и оптические свойства гетероструктуры наиболее существенно будут влиять примесные атомы, расположенные в середине потенциальных барьеров.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S t o n e A.D., A z b e l M.Уа., L e e P.A. // Phys. Rev. 1985. V. B31. N. 4. P. 1707-1714.
- [2] С у р и с Р.А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 2008-2015.
- [3] Д м и т р и е в А.В. // ФТТ. 1990. Т. 32. В. 12. С. 3647-3653.
- [4] С у г а к о в В.И., Я ц к е в и ч С.А. // ФТТ. 1991. Т.33. В.2. С. 529-535.
- [5] F o s t e r T.J., L e a d b e a t e r M.L. et al. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N. 9. P. 6205-6207.
- [6] M i l l e r D.A.B. // Surf. Sci. 1986. V. 174. P. 221-232.
- [7] G u L., G u B e n - y n a n // Solid State Comm. 1989. V. 72. N 12. P. 1215-1218.
- [8] Л и п к и н Г. Квантовая механика. М.: Мир, 1977. 592 с.

Ярославский государственный
университет

Поступило в Редакцию
23 июля 1992 г.