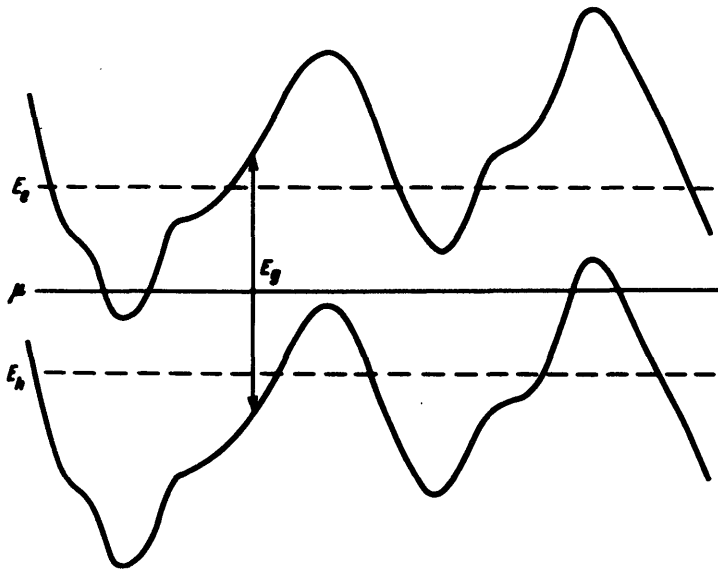


ОПТИЧЕСКАЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЗОНЫ АМОРФНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Б. И. Шкловский

В аморфных полупроводниках коэффициент поглощения света экспоненциально спадает при энергиях кванта $\hbar\omega$, меньших некоторой величины E_g , называемой обычно оптической запрещенной зоной. В то же время эксперимент показывает, что плотность состояний в глубине запрещенной зоны, по-видимому, довольно велика. Фрицше [1] заметил,



Энергетическая схема аморфного полупроводника. Извилистые линии изображают дно зоны проводимости и потолок валентной зоны. Сплошная прямая – уровень Ферми, пунктирные прямые – энергии протекания для электронов и дырок

что эти факты могут быть поняты, если предположить, что в аморфном полупроводнике существуют крупномасштабные флуктуации элек-

тростатического потенциала, приводящие к параллельному искривлению энергетических зон (см. рисунок). Действительно, в такой модели даже на расположенном в глубине запрещенной зоны уровне Ферми μ может существовать значительное число электронных состояний. С другой стороны поглощение света с энергией кванта $\hbar\omega < E_g$ происходит только за счет туннелирования носителей под горбы крупномасштабного рельефа и поэтому оно очень мало.

Для обсуждения проводимости в модели Фрицше можно считать, что носители ведут себя по отношению к крупномасштабному потенциалу как классические частицы. Известно [2], что для классической частицы в произвольном рельефе потенциальной энергии $V(r)$ существует так называемый уровень протекания E_{perc} (percolation), т. е. минимальное значение энергии частицы E , при котором еще можно найти связную область пространства с $V(r) < E$, уходящую на бесконечность во всех направлениях. Лишь имея энергию, большую E_{perc} классическая частица может пройти сквозь все пространство. Уровни протекания для электронов E_e и для дырок E_h показаны на рисунке пунктиром. В статической проводимости могут принимать участие лишь электроны заброшенные с уровня Ферми выше E_e и дырки, заброшенные ниже E_h . Поэтому энергия активации проводимости ΔE равна $\min\{(E_e - \mu), (\mu - E_h)\}$. Величина $2\Delta E$ обычно называется электрической шириной запрещенной зоны. Мы хотим обратить внимание на то, что для классического потенциала общего вида $E_e - E_h < E_g$ и, следовательно, $2\Delta E < E_g$, т. е. электрическая ширина запрещенной зоны всегда меньше оптической.

Чтобы сделать это утверждение очевидным, рассмотрим произвольный потенциальный рельеф $V(r)$ и назовем области с $V(r) < E$ белыми, а остальное пространство — черным. Очевидно, что при очень малых E есть протекание только по черному, а при очень больших E только по белому. Рассмотрим как расположены критические энергии $E_{\text{бел}}$ и $E_{\text{черн}}$, при которых возникает протекание по белому и исчезает протекание по черному. Очевидно, что из случайного потенциала с конечным радиусом корреляции не может возникнуть "раскраска" в которой нет протекания ни по белому, ни по черному. Поэтому $E_{\text{бел}} \leq E_{\text{черн}}$. Единственным основанием для того, чтобы в произвольном потенциале выполнялось равенство $E_{\text{бел}} = E_{\text{черн}}$ может быть размерность пространства. Действительно, в двухмерном случае ($V(r) = V(x, y)$) всегда $E_{\text{бел}} = E_{\text{черн}}$, так как протекание по белому означает отсутствие протекания по черному и наоборот. В трехмерном случае протекание по одному цвету не препятствует протеканию по другому и поэтому вообще говоря $E_{\text{бел}} < E_{\text{черн}}$, т. е. существует область энергий, где возможно протекание по обоим цветам.

Рассмотрим теперь рельеф потенциальной энергии электрона в зоне проводимости. Очевидно, что для этого рельефа $E_{\text{бел}} = E_e$, а $E_{\text{черн}} = E_h + E_g$. Таким образом, $E_e - E_h < E_g$ и $2\Delta E < E_g$. Разница между E_g и $2\Delta E$ должна по порядку величины совпадать с амплитудой изгиба зон. Если эта амплитуда, как в модели Фрицше сравнима с E_g , то величина $E_g - 2\Delta E$ может составлять заметную часть от E_g .

Вещество	E_g , эв	$2\Delta E$, эв	$(E_g - 2\Delta E)/E_g$, %
As_2S_3	2,60 [3]	2,05 - 2,17 [3]	7 + 21
	2,50 [4]	2,32 [5]	
As_2Se_3	1,95 - 2,00 [6]	1,81 [5,6]	7 + 10
As_2Te_3 [7]	0,98	0,80	18
$2As_2Te_3 \cdot As_2Se_3$ [8]	1,10	1,00	10
GeTe [9]	> 0,80	0,65	> 19
$Ge_{11}Si_{11}As_3Te_{40}$ [10]	1,17	0,90	23
$Ge_{16}As_3Te_{28}S_{21}$ [11]	1,35	1,10	18

Экспериментальные значения $2\Delta E$ и E_g собраны нами в таблице. В опытах по зависимости проводимости от температуры T обычно измеряется величина $2\Delta E$, экстраполированная к $T = 0$ из области комнатных температур [1]. Поэтому в нашей таблице мы сравниваем $2\Delta E$ с экстраполированным к $T = 0$ значением E_g , которое находилось следующим образом. Сначала зависимость коэффициента поглощения α от частоты при больших α обрабатывалась по формуле Тауца и др. [1] $\alpha(\omega) \sim (\hbar\omega - E_g)^2/\hbar\omega$ и находилось значение E_g при комнатной температуре. Затем с помощью производной $\partial E_g/\partial T$ при $T = 293^\circ K$ производилась экстраполяция к $T = 0$. Если же эта производная была нам неизвестна (GeTe), то мы использовали значения E_g при $T = 77^\circ K$ для ее нахождения, считая тем самым, что E_g в интервале $77^\circ K$ линейно зависит от T . Поскольку в самом деле $|\partial E_g/\partial T|$ всегда с уменьшением T уменьшается, такой способ экстраполяции дает только оценку снизу для E_g . В некоторых из цитированных работ нахождение и экстраполяция E_g уже были выполнены, в остальных нам приходилось доделывать недостающие этапы. В работе [11] не приведены кривые $\alpha(\omega)$. Поэтому для определения E_g мы пользовались критерием $\alpha(\hbar\omega = E_g) = 10^3 \text{ см}^{-1}$. Как показывает наш опыт обработки кривых $\alpha(\omega)$ по методу Тауца, для всех собранных в таблице веществ этот критерий хорошо выполняется.

Из таблицы видно, что величины $2\Delta E$ существенно меньше E_g . Это может служить сильным аргументом в поддержку модели искривленных зон для аморфных полупроводников.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 августа 1971 г.

Литература

[1] H.Fritzsche. J.Non-Cryst. Solids, 6, 49, 1971.

- [2] J.M.Ziman. *J. Phys.*, C1, 1532, 1968; Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. *ЖЭТФ*, 60, 867, 1971.
- [3] В.Т.Коломиетс, Т.Ф.Мазетс, М. Ефендев . *J.Non-Cryst. Solids.*, 4, 45, 1970.
- [4] F.Kosek, J. Tauc. *Czech. J. Phys.*, 20, 94, 1970.
- [5] E.J.Felty, G.Lucovsky, M.B.Myers. *Solid. State Comm.*, 5, 555, 1967.
- [6] J.T.Edmond. *Brit. J. Appl. Phys.*, 17, 976, 1966.
- [7] K.Weiser. M.H.Brodsky. *Phys. Rev.*, 1B, 791, 1970.
- [8] K.Weiser, R.Fisher, M.H. Brodsky. *Proc. X Int. Conf. Phys. Semicond. Boston*, 1970, p. 667.
- [9] W.E.Howard, R.Tsu. *Phys. Rev.*, 1B, 4709, 1970.
- [10] E.A.Fagen, H. Fritzsche. *J. Non-Cryst. Solids*, 4, 480, 1970.
- [11] E.A.Fagen. H.Fritzsche. *Proc. X Int. Conf. Phys. Semicond. Boston*, 1970, p. 672.
-