

1S. Интенсивность соответствующей линии мала и сильно зависит от состояния поляризации света, проходящего через кристалл. Многоочленная экситонная серия наблюдается в кристалле SnO₂, где прямые диллольные межзонные переходы также запрещены, а линия n=1 разрешена лишь в квадрупольном приближении.

Энергия ионизации R_{ex} зависит от величины его привёдённой эффективной массы μ и диэлектрич. проницаемости кристалла ϵ . Она очень мала для узкозонных полупроводников, напр. для InSb, где $m_s^* = 0,0139 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), а $\epsilon = 17,9$, энергии связи $\epsilon_1 < 0,5 \cdot 10^{-3}$ эВ.

Влияние примесей на образование В.—М. э. В кристаллич. полупроводниках, содержащих примеси, созда-

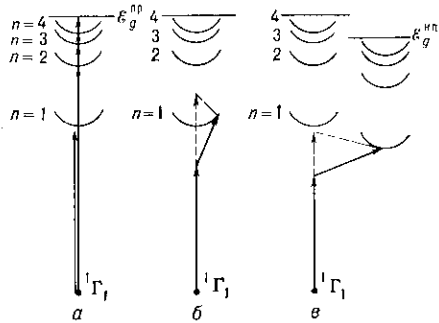


Рис. 2. Оптические переходы кристалла из основного состояния $1\Gamma_1$ в экситонные энергетические зоны; ϵ_g^{np} , ϵ_g^{np} — ширины запрещённых зон для прямых и непрямых переходов. а — Прямые бесфононные переходы, когда возникают экситоны с волновым вектором $k_{ex} = 0$. Спектр поглощения — водородоподобная серия узких линий поглощения (рис. 1). б — Прямые однофононные переходы, при которых возникают экситоны с $k_{ex} \neq 0$; сплошные линии — переходы с поглощением фонона, пунктир — переходы с рождением фонона; спектр состоит из ступенек сплошного поглощения. в — Непрямые однофононные переходы в экситонные зоны, расположенные у дна зоны проводимости при $k \neq 0$.

ющие мелкие уровни (донорные или акцепторные) при температурах T, превышающих порог ионизации примесных состояний, свободные носители заряда могут экранировать кулоновское взаимодействие и разрушать

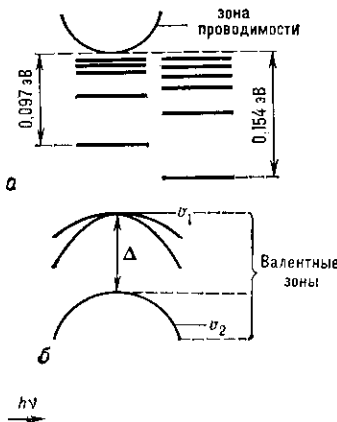


Рис. 3. Схема экситонных уровней (а) и валентных зон (б) в Cu₂O. Экситон с R_{ex} = 0,097 эВ образован электроном зоны проводимости и дыркой валентной зоны v₁, а экситон с R_{ex} = 0,154 эВ — электроном зоны проводимости и дыркой валентной зоны v₂; Δ — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны. в — Экситонный спектр поглощения Cu₂O (пластинка толщиной 15 мкм), видны 2 серии в жёлтой и зелёной частях спектра.

В.—М. э. При наличии свободных носителей потенциал кулоновского взаимодействия имеет вид:

$$V(r) = \frac{e^2}{\epsilon r} e^{-r/r_D}, \quad (8)$$

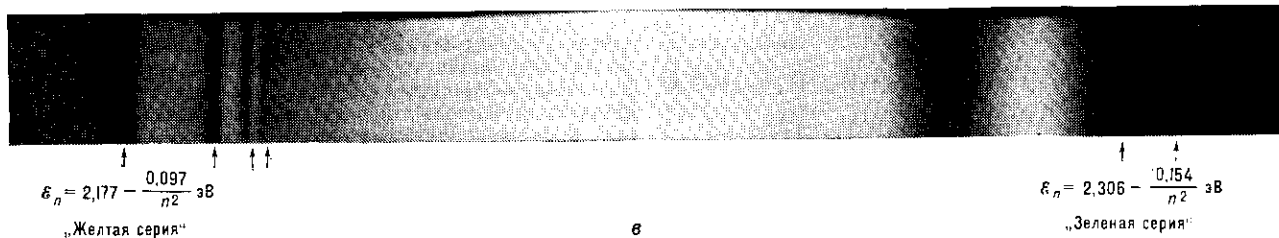
где $r_D = \epsilon kT / 4\pi e^2 N$ — дебаевский радиус экранирования. Здесь N — концентрация свободных носителей заряда. Если радиус первого экситонного состояния с n=1 $a_{ex} = \hbar^2 \epsilon / \mu e^2$ (боровский радиус В.—М. э.), то условие исчезновения экситонной серии вследствие экранировки: $a_{ex} > r_D$. Для В.—М. э. в кристаллах Ge это условие выполняется при концентрации доноров $\sim 10^{17}$ см⁻³ и T = 77 К. Т. о., для наблюдения слабо-связанных экситонов в полупроводниках необходимы низкие температуры и чистые кристаллы.

Возбуждённые светом электроны и дырки могут связываться в В.—М. э. вблизи нейтр. или зарядк. примеси, в результате чего возникают связанные состояния экситона с примесным центром — примесные экситоны (экситонные комплексы).

Роль зонной структуры полупроводника. Узкие линии в экситонном спектре поглощения кристалла наблюдаются при прямых бесфононных оптич. переходах, когда рождаются экситоны с $k_{ex} = 0$ (рис. 2, а). При участии фонона возможны оптич. переходы в точки экситонных зон с $k_{ex} \neq 0$ (рис. 2, б). В этом случае спектр поглощения В.—М. э. имеет ступенчатый характер. На рис. 2, б показаны оптич. переходы с участием фонона, идущие в центре Бриллюэна зоны. Сплошное поглощение, связанное с участием фононов, наблюдается также, если оптич. переходы совершаются в экситонные состояния, расположенные вне центра зоны Бриллюэна (рис. 2, в). Такие непрямые («косые») переходы характерны для кристаллов Si, Ge, GaP, у которых абс. энергетич. минимумы зоны проводимости расположены не в центре зоны Бриллюэна.

В спектрах поглощения и отражения полупроводников может наблюдаться неск. серий линий, обусловленных В.—М. э. Это связано со сложной зонной структурой полупроводников. Напр., в кубич. кристаллах валентная зона расщепляется на две подзоны (рис. 3, а). Следствием этого является появление двух В.—М. э., образованных дырками разных валентных подзон (рис. 3, б) и двух серий линий (рис. 3, в). Расстояние между границами этих серий соответствует величине спин-орбитального расщепления. В кристаллах с симметрией ниже кубической валентная зона расщепляется на 3 подзоны. Соответственно в спектрах наблюдаются 3 серии экситонных линий (напр., CdS, CdSe).

Двухчастичное ур-ние (1) описывает упрощённо энергетич. спектр В.—М. э. Более строгая теория учитывает, помимо существования подзон лёгких и тяжёлых дырок, вырожденных при k=0 в кубич. полупроводниках, гофрировку валентной зоны в k-пространстве, анизотропию эффективных масс, симметрию внутрикристаллич. поля, а также др. особенности зонной структуры и взаимодействий квазичастиц в кристалле. Такая теория (приводящая к громоздким численным расчётам) описывает отклонение положения экситонных уровней от простой водородоподобной зависимости (4), тонкую структуру экситонного спектра, закономерности, наблюдаемые при изучении влияния внеш. полей на экситонные спектры [3].



$\epsilon_n = 2,177 - \frac{0,097}{n^2}$ эВ
„Желтая серия“

$\epsilon_n = 2,306 - \frac{0,154}{n^2}$ эВ
„Зеленая серия“