

Т. о., из-за квантования p_z энергетич. спектр электронов имеет вид

$$\varepsilon_n(p_{\parallel}) = \varepsilon_n(0) + \frac{p_{\parallel}^2}{2m^*}, \quad (3)$$

где $p_{\parallel}(p_x, p_y)$ — компонента квазимпульса, параллельная поверхности плёнки. Электроны в плёнке образуют *двумерный электронный газ*, когда они заполняют одну или неск. двумерных подзон (рис. 3, а, б; см. также *Квазидвумерные соединения, Инверсионный слой*).

Плотность электронных состояний. Размерное квантование приводит к радикальной перестройке плотности

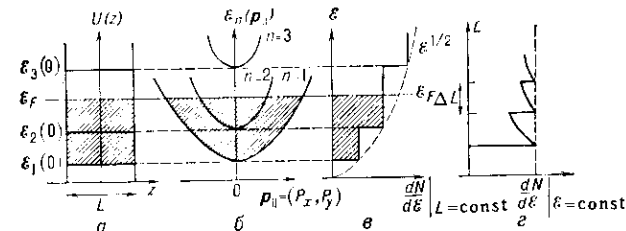


Рис. 3. Потенциальная энергия (а), энергетический спектр (б), плотность состояний (в) как функции энергии ε и толщины L для электрона в плёнке; ε_F — уровень Ферми, заштрихованы занятые состояния при $T=0$ К.

сти электронных состояний $g(\varepsilon) = dN/d\varepsilon$. В массивном кристалле $g(\varepsilon)$ имеет плавный монотонный характер, в простейшем случае $g(\varepsilon) \sim \sqrt{\varepsilon}$ (пунктир, рис. 3, в). В соответствии с этим электронные свойства под влиянием внеш. воздействий изменяются преим. плавно. В тонкой плёнке размерная подзона даёт постоянный, не зависящий от энергии (для квадратичного закона дисперсии) вклад в $dN/d\varepsilon$, равный (в расчёте на единицу площади плёнки) $gm^*/2\pi\hbar^2$, где g — кратность спинового и долинного вырождения подзоны (см. *Многодолинные полупроводники*). Полная плотность состояний является ступенчатой ф-цией энергии ε (рис. 3, в), причём n -й скачок происходит при $\varepsilon = \varepsilon_n(0)$ и отражает появление или исчезновение вклада n -й подзоны. При $\varepsilon = \text{const}$ плотность состояний (на единицу объёма плёнки) как ф-ция L испытывает скачки при $L = n\lambda_B/2$, изменяясь как L^{-1} между ними (рис. 3, в). Период осцилляций по толщине

$$\Delta L = \pi\hbar^2 (2m^*\varepsilon)^{-1/2}. \quad (4)$$

Явления, обусловленные К. р. э. Электронные свойства металлов, полуметаллов и вырожденных полупро-



Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления плёнок Вi от толщины L при разных температурах T . С ростом L и T осцилляции затухают.

водников определяются электронами с энергией, близкой к ε_F (см. *Ферми-поверхность*), поэтому термодинамич. и кинетич. характеристики этих веществ зависят от плотности состояний на уровне Ферми $g(\varepsilon_F)$. Скачкообразное изменение $g(\varepsilon_F)$ при изменении L должно приводить к осциллирующей зависимости от

L уд. электросопротивления (рис. 4), константы Холла и магнетосопротивления (см. *Гальваномагнитные явления*), а также к особенностям туннельных характеристик плёнок, обнаруженных в Pb, Mg, Au, Ag.

Туннелирование электронов — прямое доказательство существования уровней размерного квантования (и способ их исследования). Вероятность туннелирования электронов сквозь потенц. барьер определяется параметрами, характеризующими барьер, а также

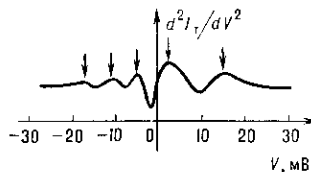
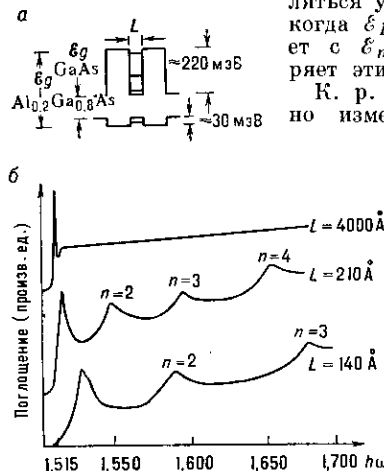


Рис. 5. Туннельная характеристика системы плёнка Вi ($L=900$ Å) — диэлектрик — металлический электрод (Pb). Стрелками показаны особенности, отвечающие уровням размерного квантования в —30 — 30 мВ плёнке.

плотностью нач. и конечных состояний. Поэтому в системах плёнка — диэлектрик — металл особенности $g(\varepsilon)$ приведут к особенностям зависимости туннельного тока I_T от напряжения V . На рис. 5 показана зависимость 2-й производной туннельного тока в плёнку Вi через тонкий (<100 Å) слой диэлектрика от напряжения V между массивным металлич. электродом и плёнкой. Напряжение смещает уровни Ферми в металле и плёнке на величину eV (e — заряд электрона). В идеальном случае на кривой должны появляться узкие пики всякий раз, когда ε_F в металле совпадает с $\varepsilon_n(0)$. Рассеяние уширяет эти пики.



К. р. э. могут существенно изменить свойства *гете-*

Рис. 6. а — Часть энергетической диаграммы гетероструктуры; ε_g — ширины запрещённых зон GaAs и $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$; б — Оптическое поглощение в многослойной гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, как функция энергии фотона $\hbar\omega$ при $T=2$ К; L — толщина слоёв GaAs.

роструктур типа $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Движение носителей заряда в них ограничено слоями GaAs, слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ являются потенц. барьерами (рис. 6, а). Если толщина последних не очень мала, гетероструктуру можно рассматривать как набор не связанных между собой плёнок GaAs. Размерное квантование в достаточно тонких ($10^{-7} - 10^{-6}$ см) слоях GaAs приводит, в частности, к существенному изменению оптич. характеристик. Так, оно обуславливает сдвиг дна ε_c зон проводимости GaAs (и в противоположную сторону потолка валентной зоны) на величину $\varepsilon_1(0)$. Это приводит к изменению ширины запрещённой зоны $\Delta\varepsilon_g$, что, в свою очередь, сдвигает красную границу спектра поглощения в зависимости от L . К. р. э. проявляется только в структурах с тонкими (140 Å, 210 Å) слоями GaAs. Пики поглощения обусловлены переходами из заполненной n -й подзоны в валентной зоне в пустую n -ю подзону в зоне проводимости GaAs с участием *Ванье-Мотта экситонов* (рис. 6). Аналогичные особенности обнаружены в спектрах люминесценции. Зависимость оптич. свойств от L используется для создания *лазеров* с улучшенными характеристиками (коротковолновый сдвиг частот излучения, понижение пороговой мощности накачки