

На рис. 19 сопоставляются результаты улучшенной в таком направлении теории с донорными спектрами в Si. Можно видеть почти количественное согласие между теоретическими предсказаниями и экспериментом для возбужденных состояний. Для основного состояния согласие не такое хорошее. Здесь приближение (2.3) для потен-

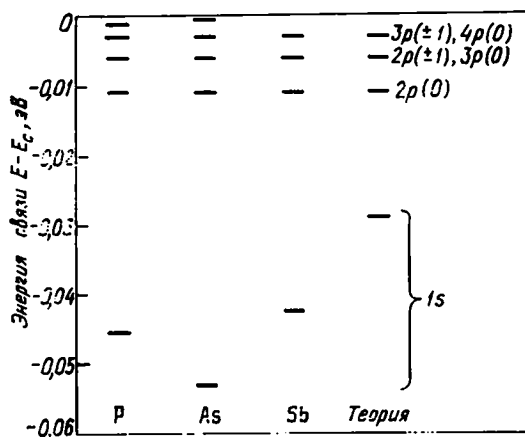


Рис. 19. Донорные уровни в кремнии. Экспериментальные значения для примесей P, As и Sb. Энергии возбужденных состояний ($l=1, m=-1, 0, +1$) хорошо согласуются друг с другом и с теоретическими предсказаниями. Используемое в этом параграфе приближение оказывается несостоятельным для основного состояния. (По Копу [101.5].)

циала $U(r)$ неадекватно. Очевидно, что расхождение возникает вследствие нарушения справедливости этого приближения, поскольку энергии возбужденных состояний практически не зависят от природы донора, тогда как энергия основного состояния различна для P, As и Sb.

До сих пор мы ограничивали свое внимание *мелкими донорами*. Соответствующее уравнение эффективной массы (2.11) может быть сформулировано для *мелких акцепторов* (замена электронов в зоне проводимости дырками в валентной зоне). Тогда $F(r)$ — огибающая функция волнового пакета, построенного из состояний валентной зоны. Кулоновский спектр (2.12) состоит из серии энергетических уровней, которые лежат над валентной зоной.

Здесь также следует внести поправки в простую теорию, когда — как во всех кубических полупроводниках — несколько валентных зон вырождены на их верхнем крае. Это приводит к новой проблеме. Во многих полупроводниках неэквивалентные экстремумы зоны расположены близко по энергии. В кубических полупроводниках, например, под максимумом валентной зоны расположен максимум дополнительной подзоны также при $k=0$. В GaAs только на малом энергетическом интервале под самым нижним минимумом зоны проводимости при $k=0$ присутствует ряд эквивалентных минимумов, расположенных вдоль оси Δ . Около этих экстремумов могут также иметь место энергетические уровни дефектов. Поскольку такие со-