

Здесь σ_E — проводимость у края подвижности и $\bar{W}$ — средняя энергия перескока.

Все эти вклады можно видеть в температурном поведении проводимости примеснозонаных или аморфных полупроводников. На рис. 45 показана электропроводность высоколегированного p -Ge, который имеет акцепторную примесную зону, примыкающую к его валентной зоне. Таким образом, по сравнению с плотностью состояний, показанной на рис. 42, акцепторы и доноры, дырки и электроны меняются ролями. Экспериментальные кривые могут быть воспроизведены суммой трех членов с различными энергиями активации. Величины индивидуальных вкладов сильно зависят от концентрации акцепторов (образование примесной зоны) и от концентрации доноров (компенсация, положение энергии Ферми). Основываясь на плотности состояний, показанной на рис. 42, ϵ , можно объяснить высокотемпературный вклад (прямые участки кривых проводимости в данном логарифмическом представлении) как вклад дырок в распространённые состояния в валентной зоне, в соответствии с (3.20). Другой вклад, неразличимый во всех кривых, возникает из незанятой подзоны Хаббарда примесной зоны, в соответствии с (3.21). Низкотемпературный вклад вытекает тогда из

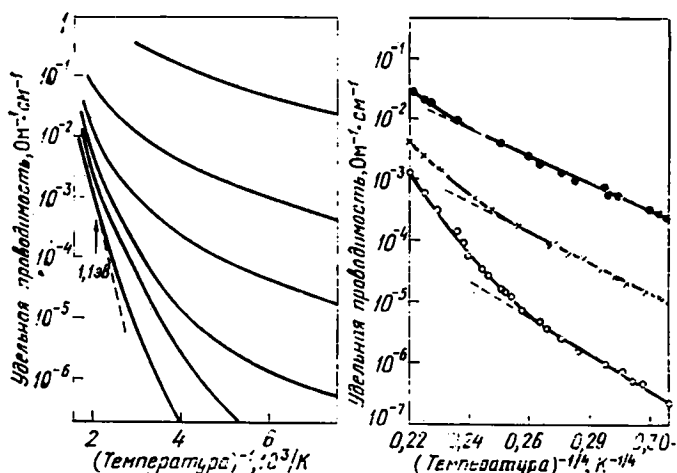


Рис. 46. Проводимость аморфных пленок Ge различно обработанных образцов. [По Бейеру и Штуке (J. Non-Cryst. Solids, 1972, v. 8—10, p. 321).]

(3.22) и связан с процессами перескоков вблизи энергии Ферми в нижней части примесной зоны. Из этих и других измерений можно получить дополнительные детали зависимости энергий перескока от концентраций примесей и от переходов металл — изолятор в примесных зонах. Низкотемпературная проводимость в германии n -типа также может быть представлена вкладами с различными