Граничное условие при $x=0$ требует непрерывности решений $[\psi_-(0)=\psi_+(0)]$ и скачка их первой производной на величину, пропорциональную интенсивности δ-потенциала $[\psi'_+(0)=\psi'_-(0)+\Omega_i\psi(0)]$.

Теперь поставим вопрос, при каких условиях абсолютная величина ψ_+ при $x=a$ станет равной абсолютной величине $\psi_-(0)$, т. е. $\psi_+(a)=\exp(iKa)\psi_-(0)$. Несложный расчет показывает, что должно выполняться условие $\cos(Ka)=\cos(ka)+(\Omega_i/k)\sin(ka)$. Тогда могут быть найдены два параметра K и a для всех k (т. е. для каждой энергии E), удовлетворяющих этому условию.

Этот результат немедленно показывает, когда для цепочки δ-потенциалов может появиться *распространенное состояние.*

Абсолютная величина волновой функции становится периодической с «постоянной решетки» a, когда все потенциалы Ω_i равны и находятся на одинаковом расстоянии a друг от друга и когда энергия E лежит внутри «зон», данных условием, указанным выше. Это — результат хорошо известной *модели Кронига — Пенни.* Каждая последовательность потенциальных барьеров со статистически распределенными расстояниями $x_{i-1}-x_i$ или статистически изменяющимся потенциалом Ω_i ведет к волновым функциям, которые либо расходятся, либо стремятся к нулю с увеличением x. Некоторые из последних стремятся к нулю также, когда $x\to-\infty$. Эти решения представляют собой *локализованные состояния.* Все другие решения расходятся и потому не имеют физического смысла. Следовательно, можно констатировать: все физически допустимые (нерасходящиеся) волновые функции для одномерной цепочки со статистически распределенными потенциальными барьерами представляют собой *локализованные состояния.* Мы только обозначили здесь доказательство этого положения и относительно дальнейшего обсуждения отсылаем к Экономоу и др. в [99] и к цитируемой там литературе. В рассматриваемом здесь примере распространенное состояние должно иметь строгую фазовую когерентность. Знание фазы волновой функции в одной точке позволяет получить ее во всех других точках.

Этот результат *не может* быть просто перенесен на трехмерный случай. Даже определение распространенного состояния здесь не является таким же очевидным, как в одномерном случае. Мы объясним это, используя классический пример, который часто обсуждается в такой связи, а именно,— движение частицы с данной энергией в случайном потенциале (рис. 39).

Так как в классической задаче не может быть туннелирования, частица встречает разрешенные и запрещенные области. Пример на рис. 39 позволяет понять движения частицы с помощью модели, в которой вода может подниматься на различные высоты E в долинах гор. При самом низком уровне воды существуют только озера; частица *локализована.* Когда уровень воды поднимается, образуют-