$$= n\,dt\,\frac{\int \exp(-\Phi/k_B T)\,dy\,dz\,dQ}{\int \exp(-\Phi/k_B T)\,d\tau_r\,dQ}\;\frac{\int\limits_0^{\infty}\frac{p_x}{M}\exp\left(-p_x^2/2Mk_BT\right)dp_x}{\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\exp\left(-p_x^2/2Mk_BT\right)dp_x}. \qquad (2.76)$$

Определим теперь среднюю потенциальную энергию $V(x)$ посредством равенства

$$\exp[-V(x)/k_BT] = \int \exp[-\Phi(x\ldots)/k_BT]\,dy\,dz\,dQ \qquad (2.77)$$

и, следовательно, получим для вероятности w

$$w = \frac{\exp[-V(x')/k_BT]}{\frac{1}{N}\int \exp[-V(x)/k_BT]dx}\;\frac{\int\limits_0^{\infty}\frac{p_x}{M}\exp\left(-p_x^2/2Mk_BT\right)dp_x}{\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\exp\left(-p_x^2/2Mk_BT\right)dp_x}. \qquad (2.78)$$

Функция $V(x)$ периодична с периодом, равным расстоянию между ямами a. Интеграл по x в (2.78) является, следовательно, интегралом по отрезку от x_0 до x_1, взятым N раз. Если высота потенциального барьера между x_0 и x_1 велика по сравнению с k_BT, можно заменить $V(x)$ в интеграле первыми двумя членами разложения в ряд Тейлора: $V(x)=V(x_0)+(K/2)(x-x_0)^2$. Интегрирование тогда легко выполняется. Второе отношение в (2.78) есть средняя скорость $\bar{v}$, которая после вычисления интеграла приводится к виду $(k_BT/2\pi M)^{1/2}$. Собирая все вместе, получаем

$$w = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K}{M}}\exp(-\Delta V/k_BT), \qquad \Delta V = V(x') - V(x_0). \qquad (2.79)$$

Это равенство можно упростить, заметив, что коэффициент перед экспонентой является частотой колебаний дефекта внедрения вдоль оси x в потенциальной яме: $V(x)=V(x_0)+(K/2)(x-x_0)^2$. Обозначив эту частоту через ν, получаем окончательно для вероятности перескока:

$$w = \nu\exp(-\Delta V/k_BT). \qquad (2.80)$$

В равновесном состоянии в каждом направлении имеет место одинаковое число переходов. Под действием *постоянного электрического поля* дефекты внедрения движутся (если они заряжены) по *) направлению поля. Подвижность можно получить, если предположить, что электрическое поле меняет только высоту потенци-

*) Или, соответственно, против. (*Примеч. пер.*)