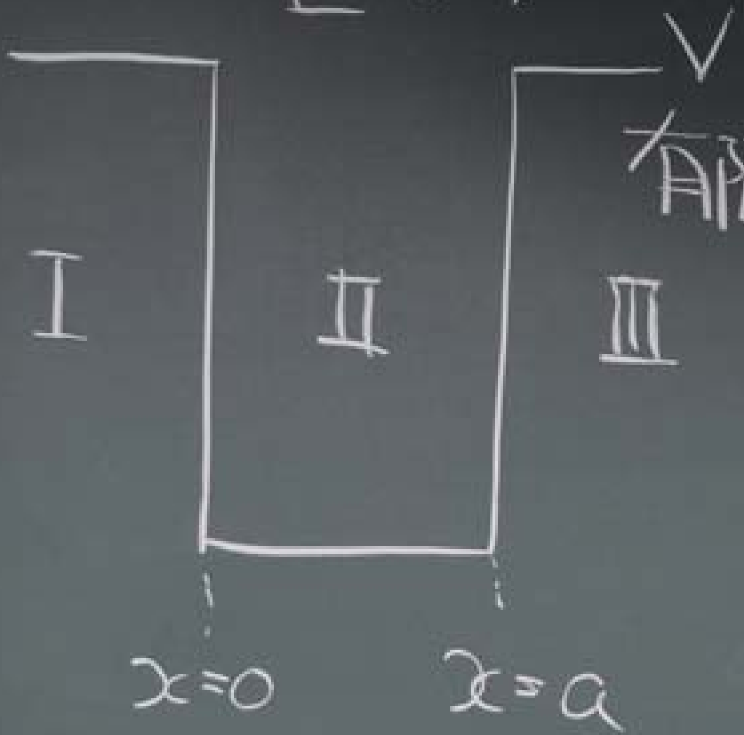
$E < V$



有限

$$\psi_{I}(x) = A_1 \exp(kx)$$

$$\psi_{II}(x) = A_2 \exp(i k_2 x) + B_2 \exp(-i k_2 x)$$

$$\psi_{III}(x) = B_3 \exp(-kx)$$

$$k = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(V-E)}$$

$$k_2 = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mE}$$

$x=0$ において $\psi_{\mathrm{I}}(0)=\psi_{\mathrm{II}}(0)$

$\psi'_{\mathrm{I}}(0)=\psi'_{\mathrm{II}}(0)$

$x=a$ において $\psi_{\mathrm{II}}(a)=\psi_{\mathrm{III}}(a)$

$\psi'_{\mathrm{II}}(a)=\psi'_{\mathrm{III}}(a)$

$\downarrow$

(1.134) が得られる

$$
\begin{cases}
1\,A_1 \; -1\,A_2 \; -1\,B_2 \quad 0 = 0 \\
k\,A_1 \; -ik_2\,A_2 \; +ik_2\,B_2 \quad 0 = 0 \\
0 \quad e^{ik_2 a}\,A_2 + e^{-ik_2 a}\,B_2 - e^{-ka}\,B_3 = 0 \\
0 \quad ik_2 e^{ik_2 a}\,A_2 - ik_2 e^{-ik_2 a}\,B_2 + k e^{-ka}\,B_3 = 0
\end{cases}
$$

P.34の下の行列式 $= 0$

$$\begin{vmatrix} k-ik_2 & k+ik_2 \\ (k+ik_2)e^{ik_2a} & (k-ik_2)e^{-ik_2a} \end{vmatrix} = 0$$

$$e^{2ik_2a} = \frac{(k-ik_2)^2}{(k+ik_2)^2}$$

$$\tan k_2 a = -\frac{2kk_2}{k^2-k_2^2} \qquad (1.135)$$

量子条件

$V \to \infty \quad k \to \infty$

$\tan k_2 a = 0 \qquad k_2 a = n\pi$ ← 無限障壁量子井戸

$V \gg E \quad k \gg k_2$

tanをテーラー展開

$$\tan k_2 a = -\frac{2k_2}{k}$$

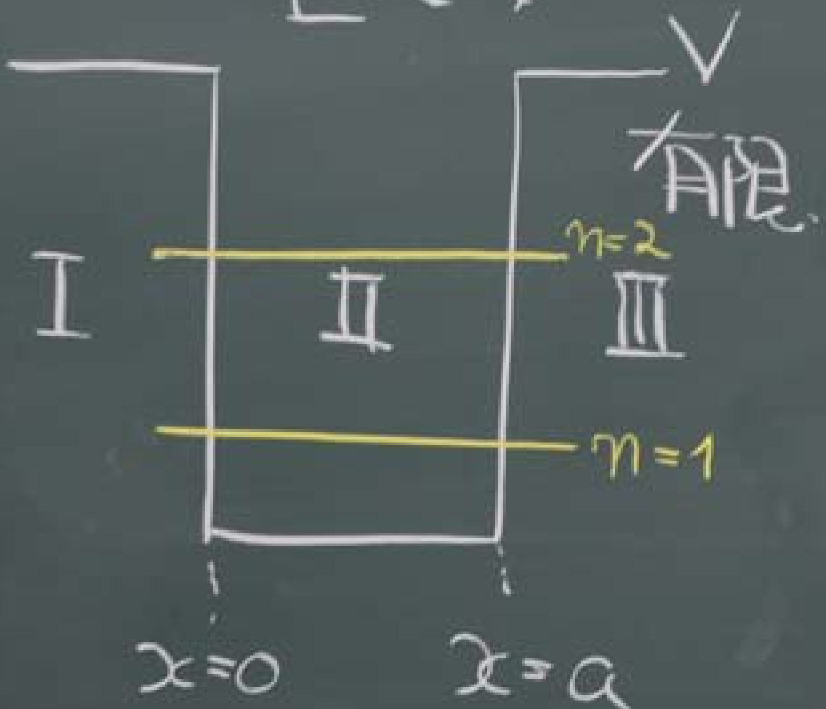
$k_2 a \fallingdotseq \pi, 2\pi, 3\pi \cdots$ 付近

$$(k_2 a - \pi) = -\frac{2k_2}{k}$$

$$\tan(k_2 \cdot a) \approx (k_2 a - \pi)$$

at $k_2 a \fallingdotseq \pi$

$E < V$

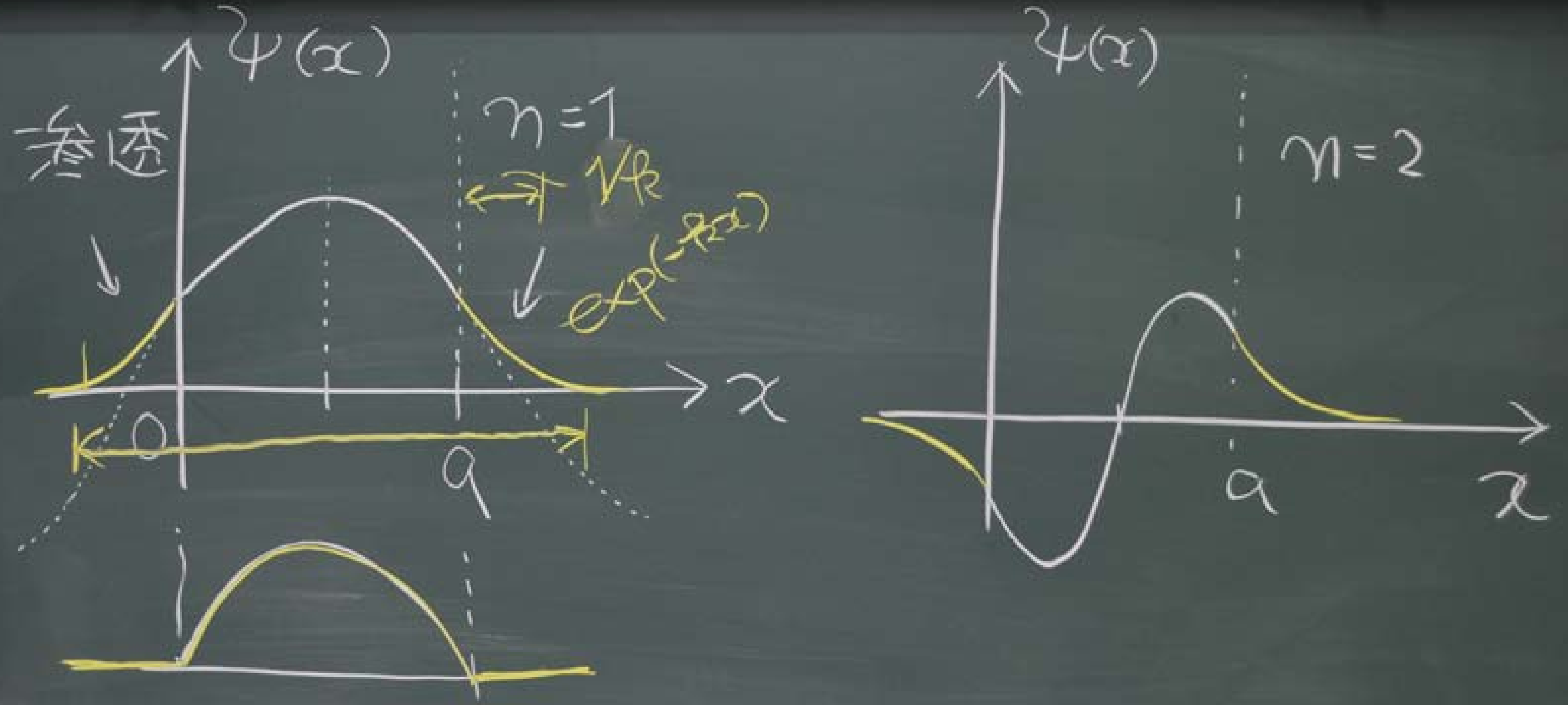


$$k_2 = \frac{\pi}{\left(a + \frac{2}{k}\right)} \leftrightarrow k_2 = \frac{\pi}{a}$$

$$k \sim \sqrt{2mV}/\hbar$$

$$E_n \simeq \frac{n^2 h^2}{8m\left(a + \frac{2}{k}\right)^2}$$

実効的な井戸幅



ψ(x)
渗透
n=1
x
0
a
ψ(x)
n=2
a
x

1.10 調和振動子

$F=-fx \quad V=\frac{1}{2}fx^2$

f：バネ定数.

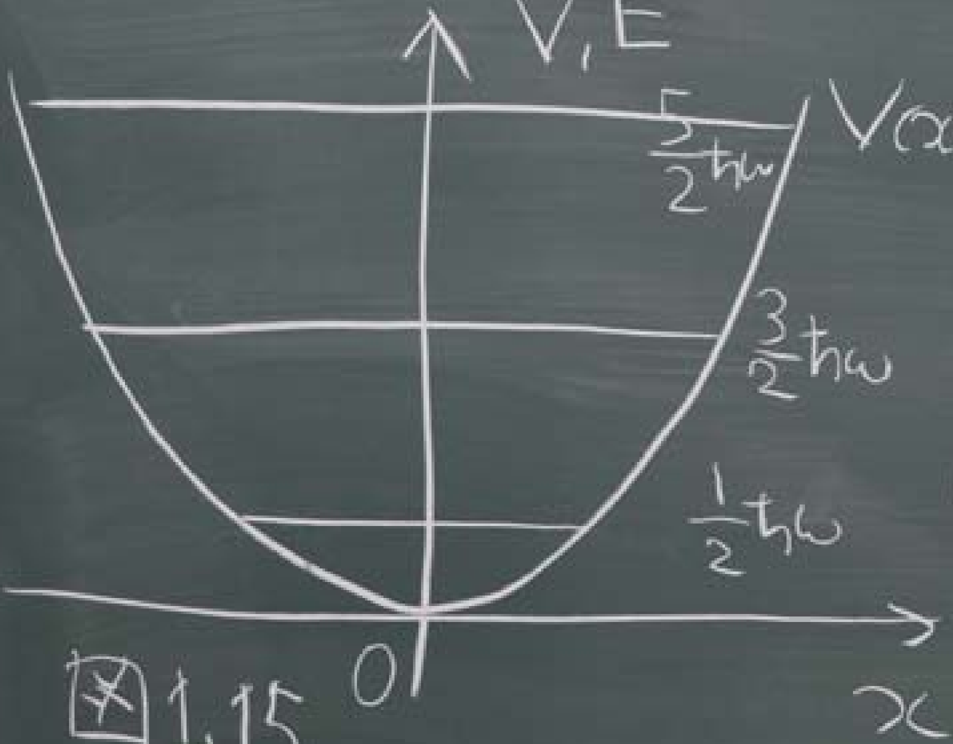


図1.15

$$V(x)=\frac{1}{2}fx^2=\frac{1}{2}m\omega^2x^2$$

$$\omega=\sqrt{\frac{f}{m}}$$ 古典的な振動数

(1.140)

$$E=\left(n+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega \quad (1.151)$$

$n=0,1,2,\cdots$

1.10 調和振動子

$F = -fx \quad V = \frac{1}{2}fx^2$

f：バネ定数

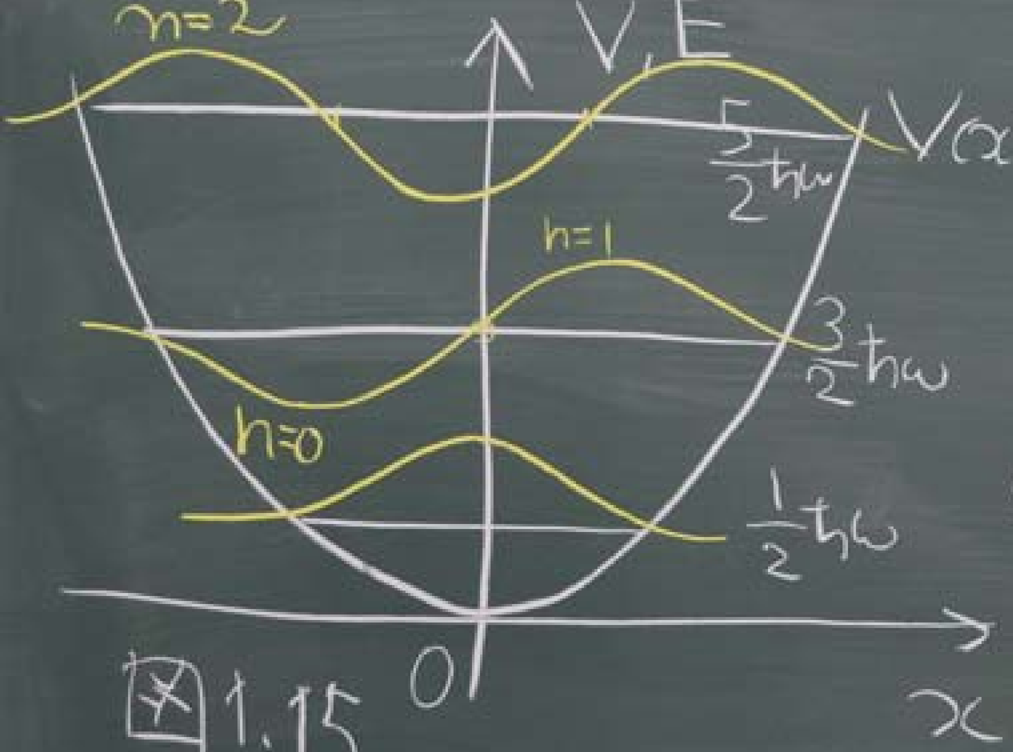


図1.15

$$V(x) = \frac{1}{2}fx^2 = \frac{1}{2}m\omega^2 x^2$$

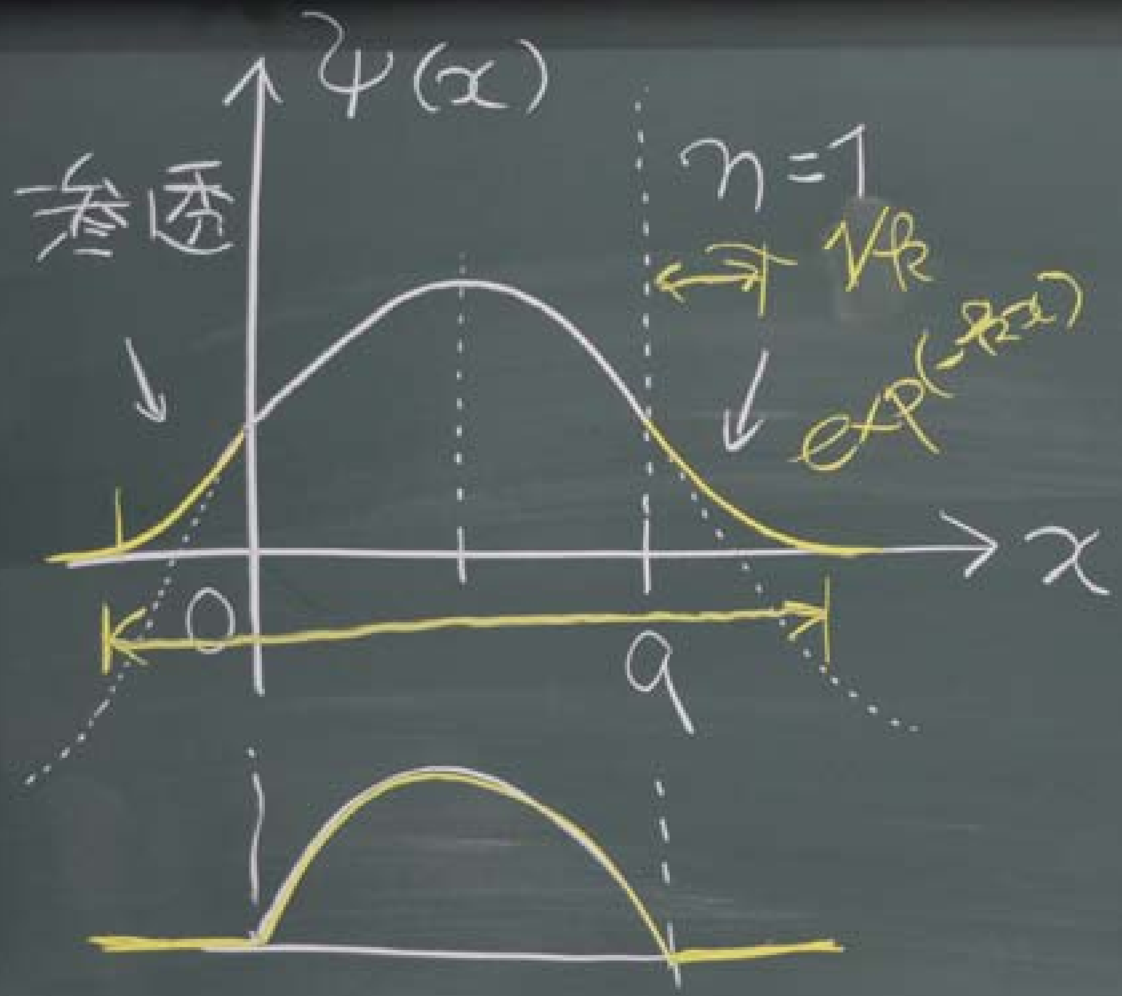
$$\omega = \sqrt{\frac{f}{m}}$$ 古典的な振動数

(1.140)

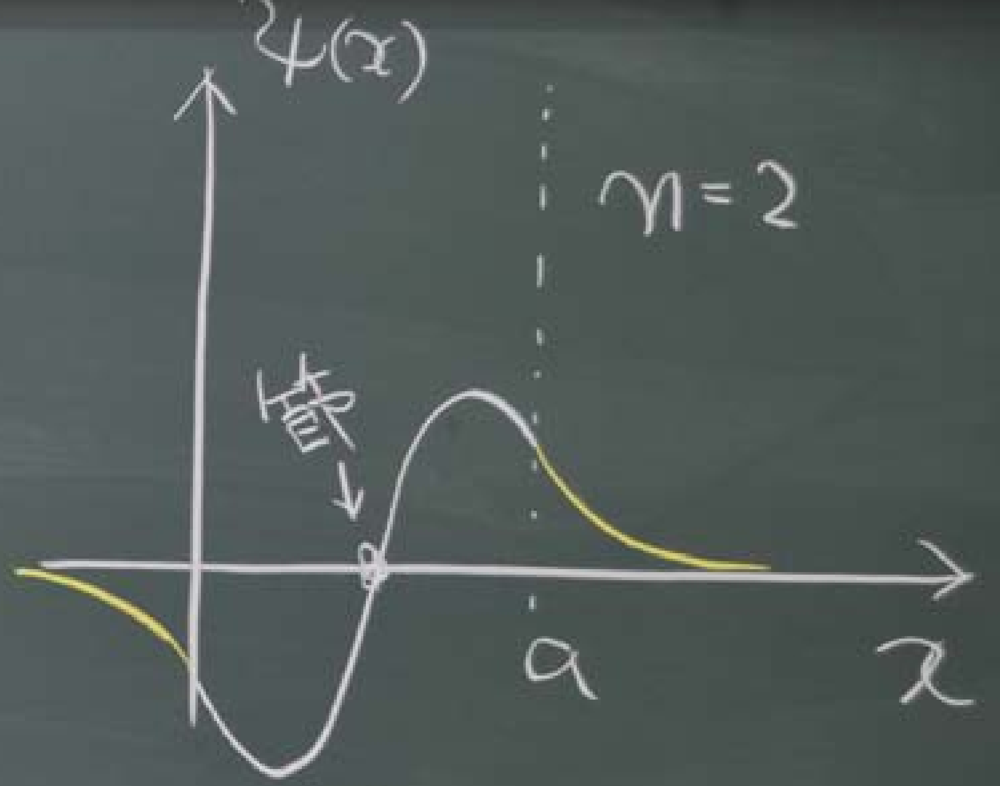
$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega$$

(1.151)

$n = 0, 1, 2, \cdots$



ψ(x)
n=1
滲透
1/κ
exp(-κx)
x
0
a



ψ(x)
n=2
節
a
x

1.10 調和振動子

$F = -fx \quad V = \frac{1}{2} f x^2$

f：バネ定数.

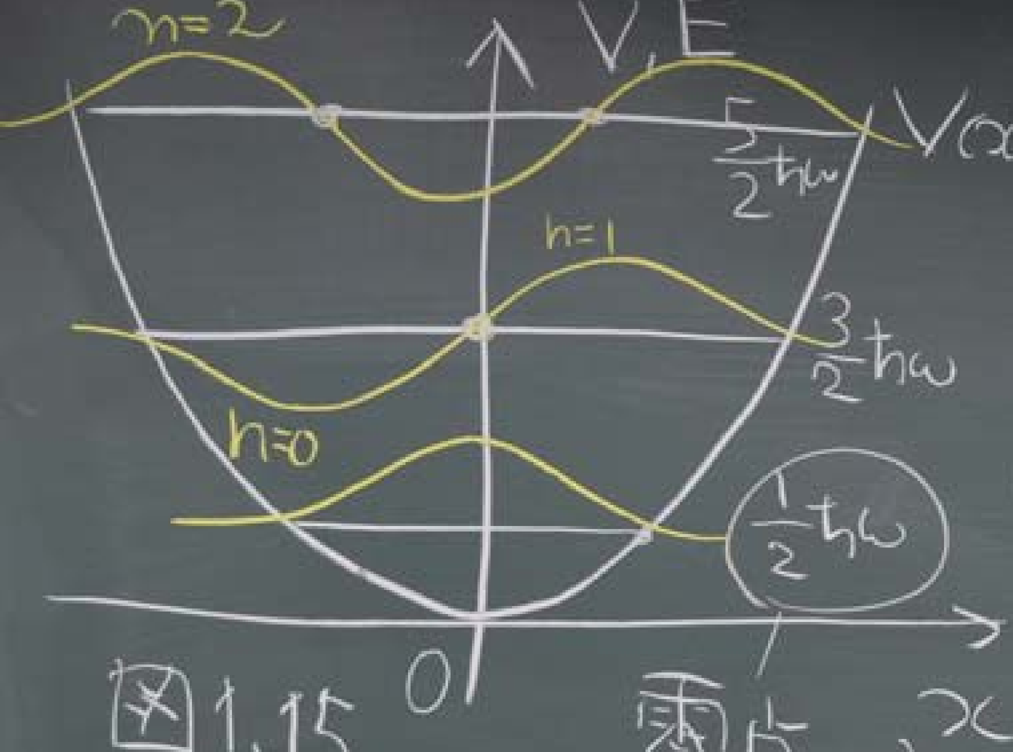


図1.15

零点エネルギー

$$V(x) = \frac{1}{2} f x^2 = \frac{1}{2} m \omega^2 x^2$$

$$\omega = \sqrt{\frac{f}{m}}$$ 古典的な振動数

(1.140)

$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega$$

(1.151)

$n = 0, 1, 2, \cdots$

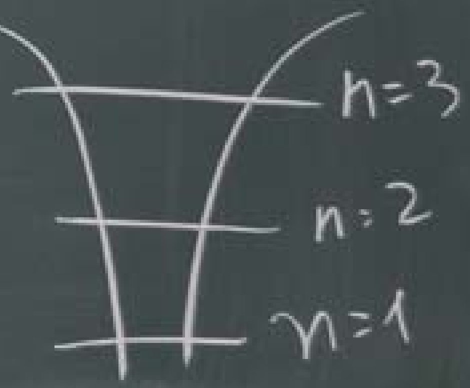
結晶中の電子の状態 → 金属・半導体・絶縁体

格子定数 0.1~0.5nm → ~~古典論~~ 量子論

周期的ポテンシャル $V(x)$

電子の状態? 1つだけ.

~~離散的~~



周期的ポテンシャルのモデル(エッセンス)

$$V(x) = V_0 - V_0 \cdot \cos(2\pi x/a) \quad (1.206)$$

↓ 正弦関数のポテンシャル

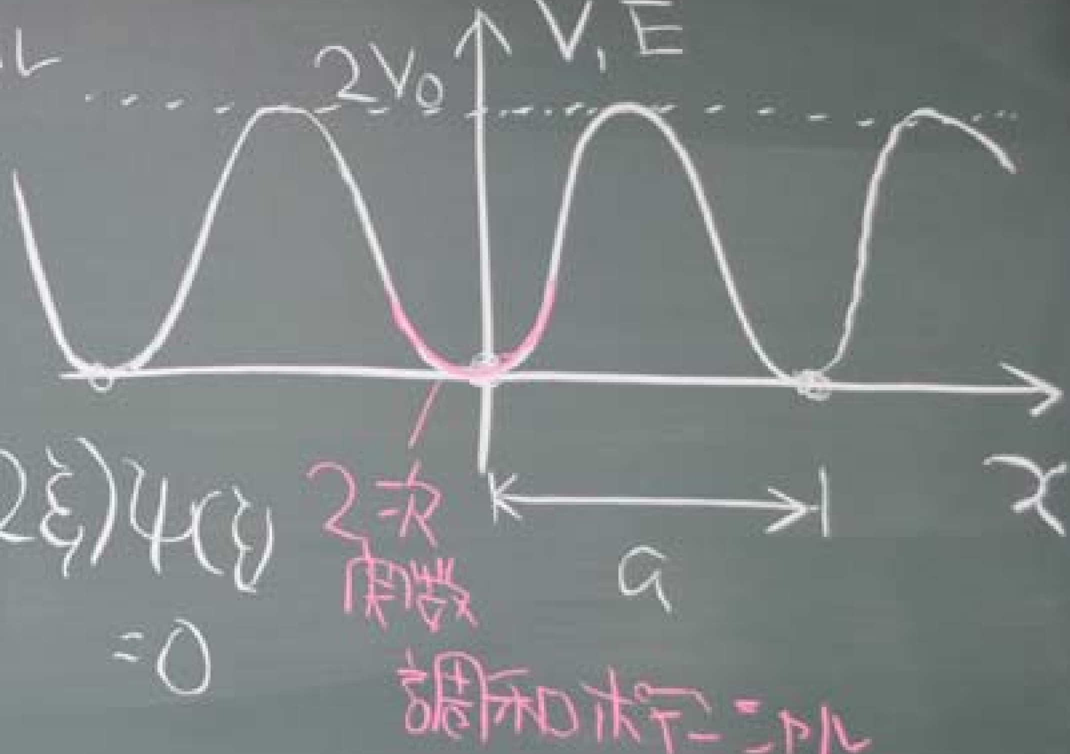
(1.207)

(1.208) 見やすく.

(1.210)

$$\psi''(\xi) + (\eta - \gamma \cos 2\xi)\psi(\xi) = 0$$

Mathieu方程式



$$\psi(\xi) = A\,\Phi(\xi)\cdot\exp(ik\xi) + B\,\Phi(\xi)\exp(-ik\xi)$$

$\Phi(\xi)$：周期 $\underset{\sim}{\pi}$ の関数　　Floquetの定理

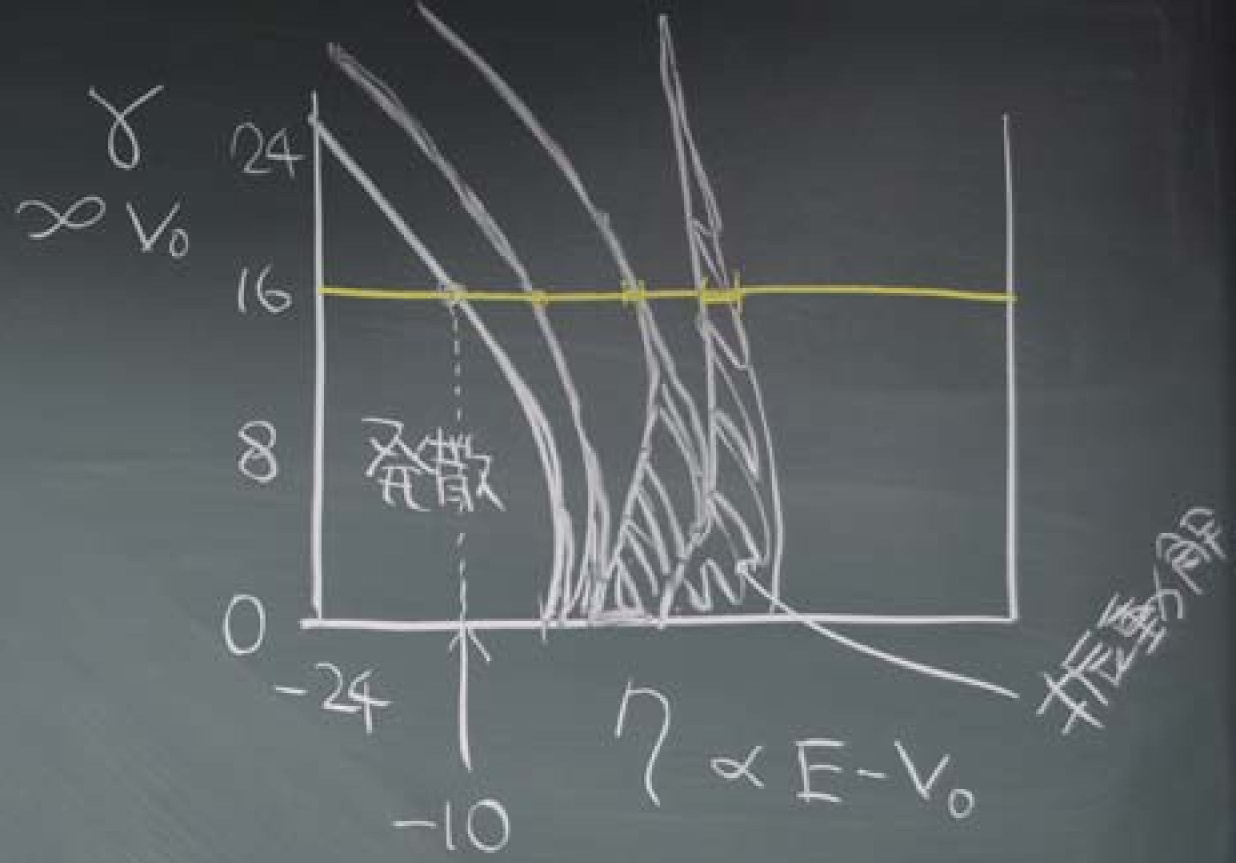
k：パラメーター　実数　虚数　ありうる。

実数 → 波的

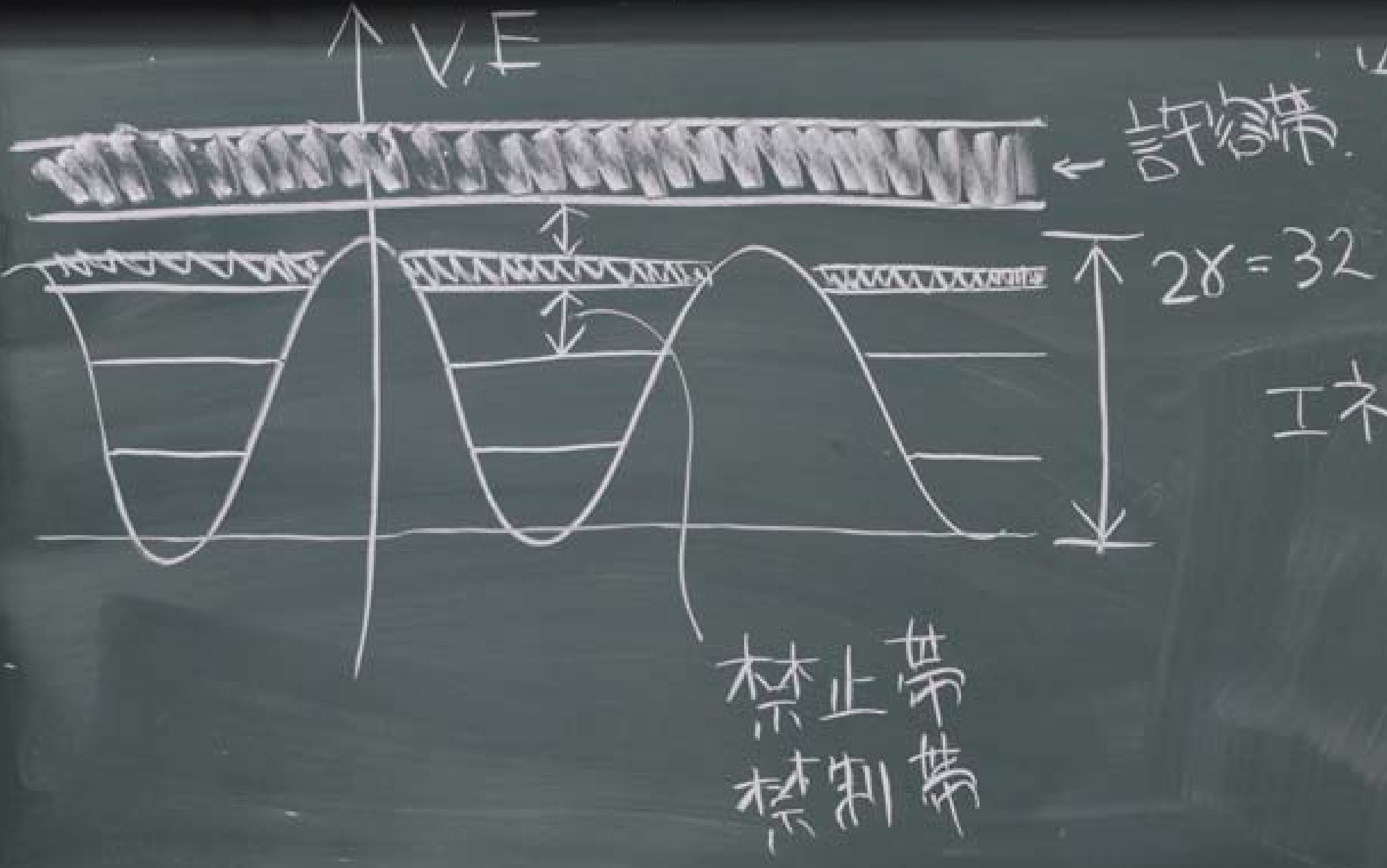
虚数 → 指数関数 無限に発散 → 物理的に意味が無い解

$$\gamma = \left(\frac{8a^2m}{h^2}\right) \cdot V_0$$

$$\eta = \left(\frac{8a^2m}{h^2}\right)(E - V_0)$$



絶縁体



エネルギーバンド構造

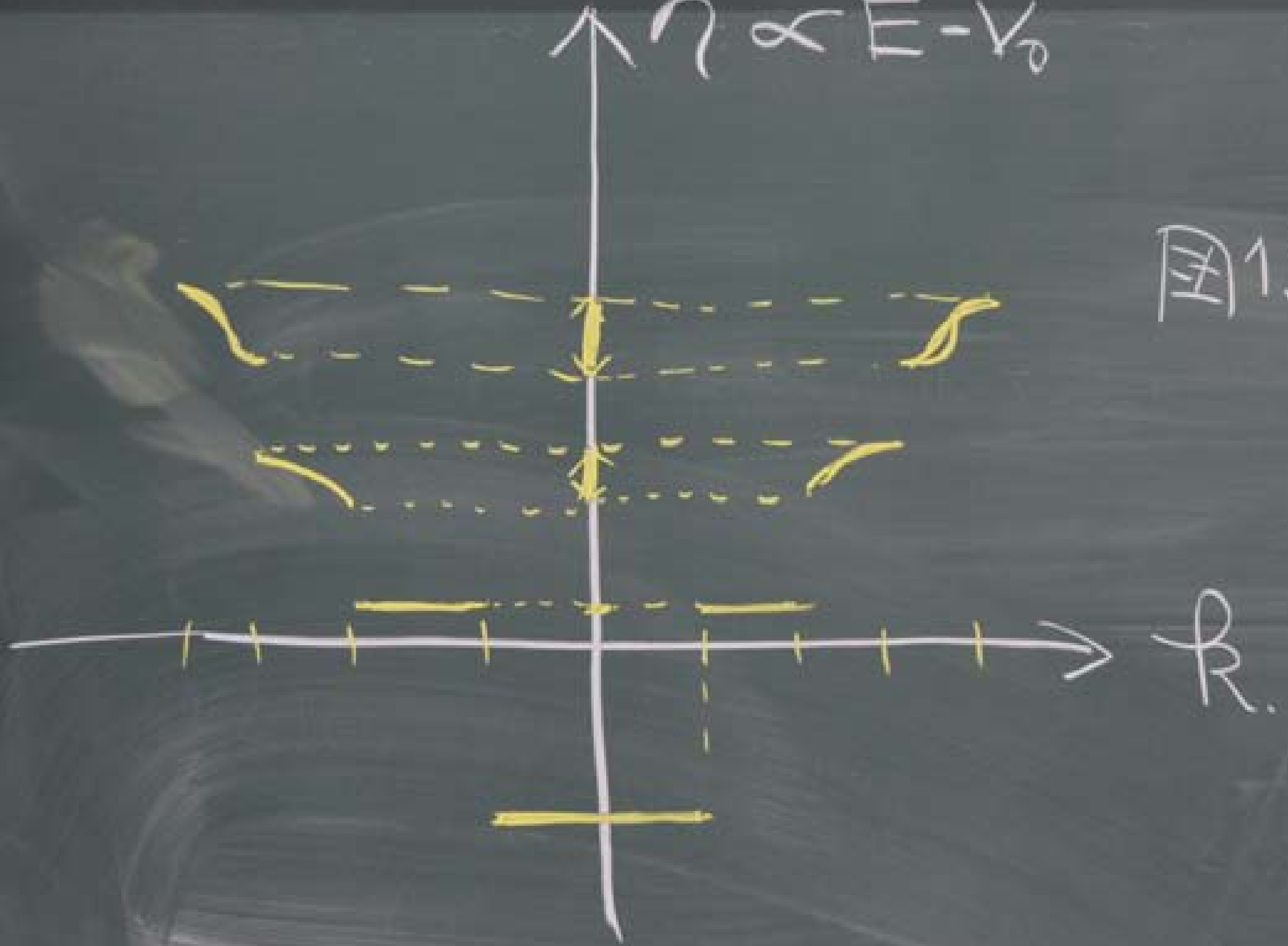


图1.22

$$\gamma = \left(\frac{8a^2m}{h^2}\right) \cdot V_0$$

$$\eta = \left(\frac{8a^2m}{h^2}\right)(E - V_0)$$

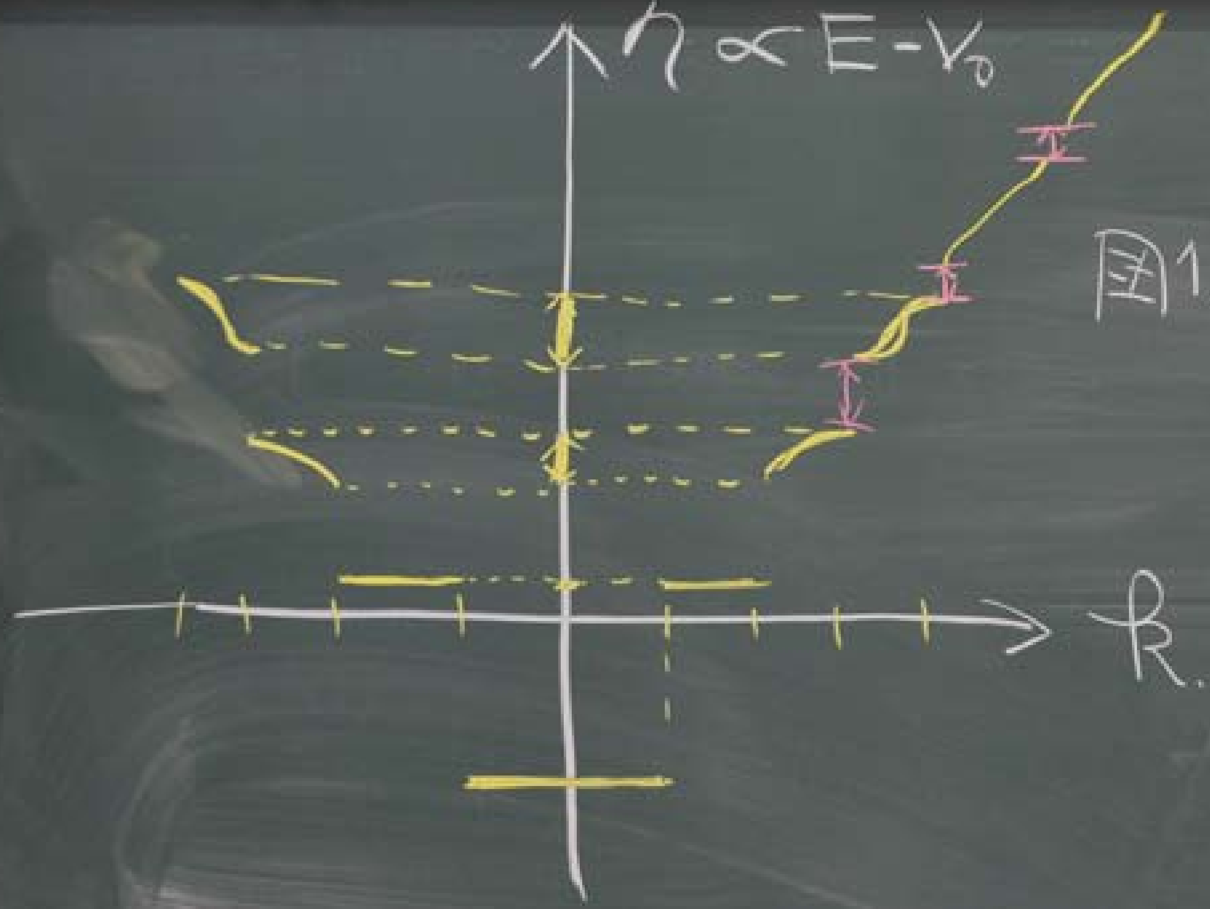


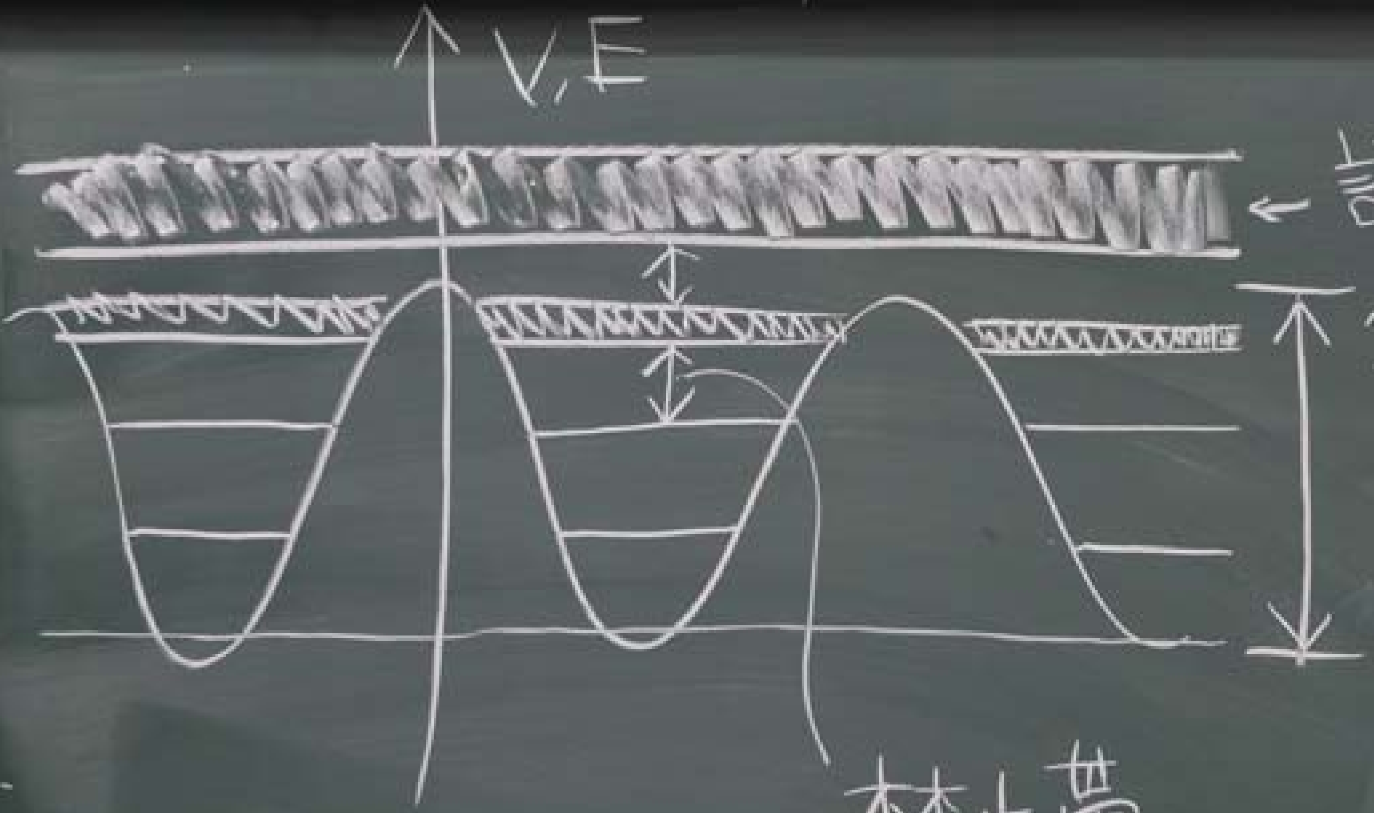
図1.22

$$\frac{n}{2a} = \frac{K}{2\pi} = \frac{1}{\lambda}$$

自由電子　　電子波へ

$$E = \frac{\hbar^2 K^2}{2m}$$

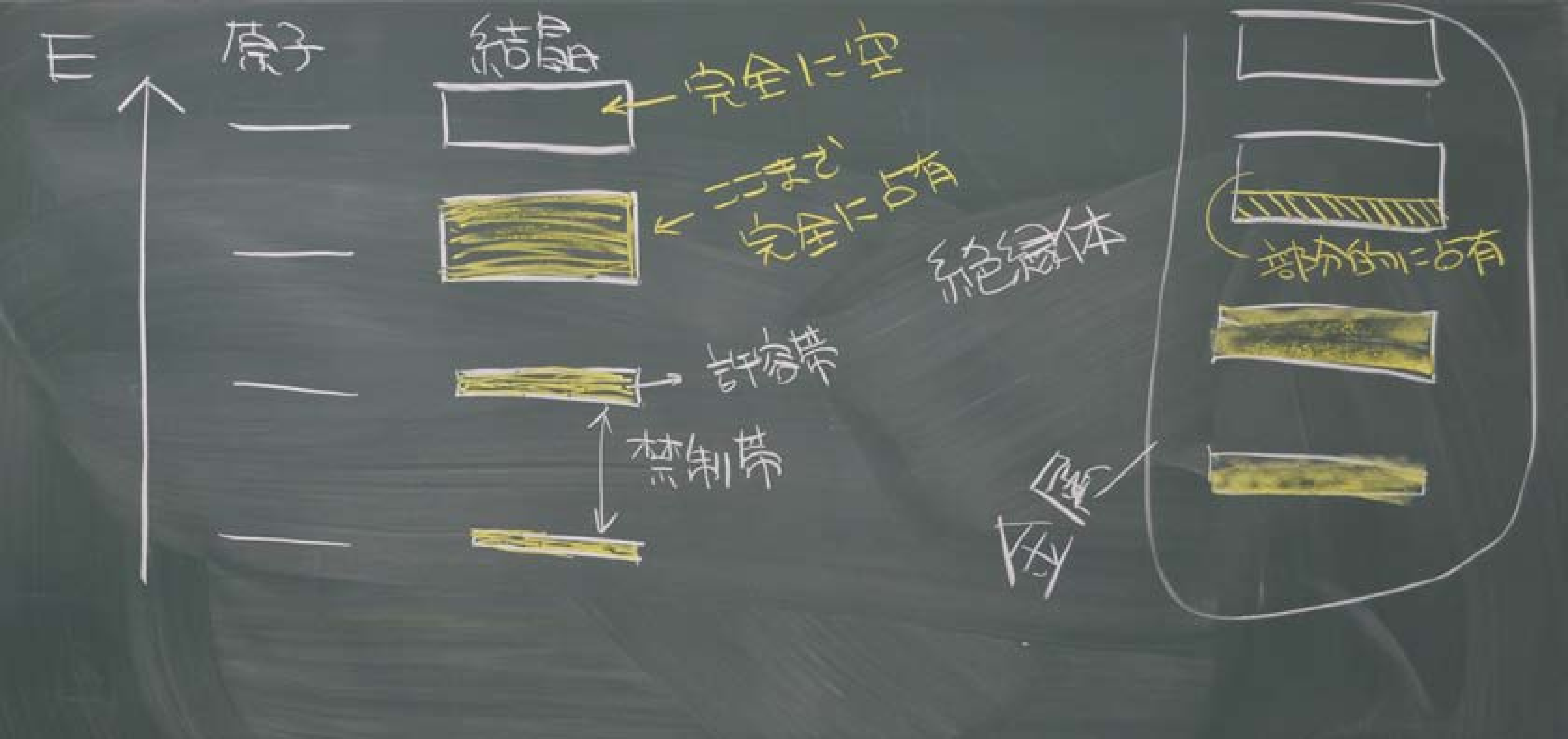
$$\underline{2a = n\lambda}$$ ギャップ



← 許容帯. 絶縁体

エネルギーバンド
構造

禁止帯
禁制帯


E
原子
結晶
完全に空
ここまで完全に占有
許容帯
禁制帯
絶縁体
部分的に占有
金属