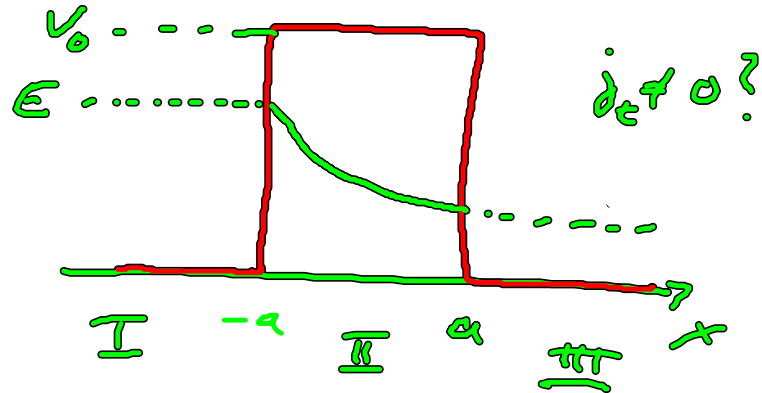
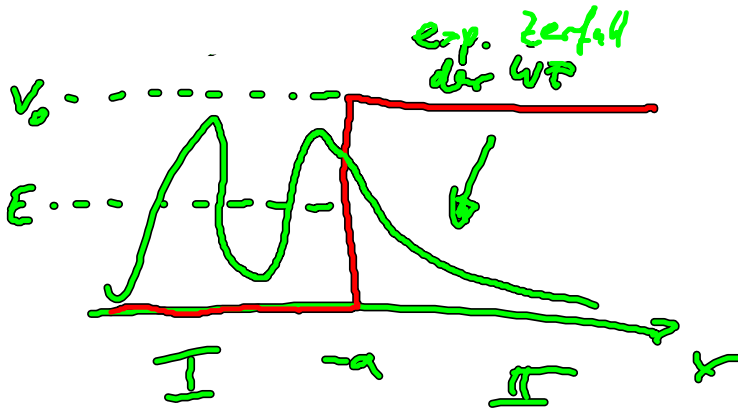


1.4. Der quantenmechanische Tunneleffekt

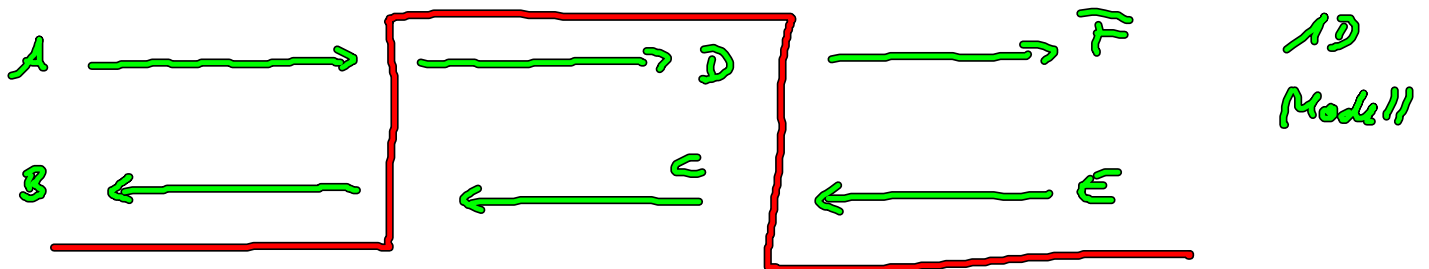
• Situation:



• Frage:

Kann ein qm Teilchen, das bei $x = -a$ „reflektiert“ wird ($E < V_0$) durch eine Potentialschwelle mit $\Delta x = 2a$ gelangen und sich bei $x > a$ weiterbewegen?

Wenn ja: „Tunneln durch die Barriere“



→ Berechnung der Transmissionsamplitude F für eine einstrahlte Amplitude A

• allgem. Ansatz:

$$\psi(x) = \begin{cases} A e^{ikx} + B e^{-ikx} & x < -a \\ C e^{-\kappa x} + D e^{+\kappa x} & -a \leq x \leq +a \\ F e^{ikx} + E e^{-ikx} & x > a \end{cases}$$

mit $k = \sqrt{2mE} / \hbar$, $\kappa = \sqrt{2m(\underbrace{V_0 - E}_{> 0})} / \hbar$

- Bestimmung der Koeffizienten durch Randbed. von ψ :
Stetigkeit von ψ , ψ' an beiden Grenzflächen

- phys. Annahmen:

- kein einlaufendes Teilchen von rechts: $E = 0$
- einlaufendes Teilchen von links (Norm.): $A = \frac{1}{\sqrt{v}}$

\Rightarrow 4 Gl. für 4 Unbekannte Ü1

- komplexe Transmissionsfunktion:

$$S(E) = \frac{F}{A} = \frac{1}{(\cosh(2\kappa a) + \frac{iE}{2} \sinh(2\kappa a)) e^{2ika}}$$

mit $\epsilon = \frac{x}{k} - \frac{k}{x}$

- Frage: Was ist die Adichte $|\psi|^2$ bei $x > a$?

$$|\Psi(x>a)|^2 = |F|^2 \sim |S(E)|^2$$

$$|S(E)|^2 = \left[\cosh^2(2\kappa a) + \frac{\epsilon^2}{4} \sinh^2(2\kappa a) \right]^{-1}$$

$$= \left[1 + \left(1 + \frac{\epsilon^2}{4} \right) \sinh^2(2\kappa a) \right]^{-1} = \text{const} \neq 0$$

kein
exp.
Abfall

Wir haben $|S(E)|^2$ als Transmission für die Abdichte rechts von der Barriere.

• Bemerkungen:

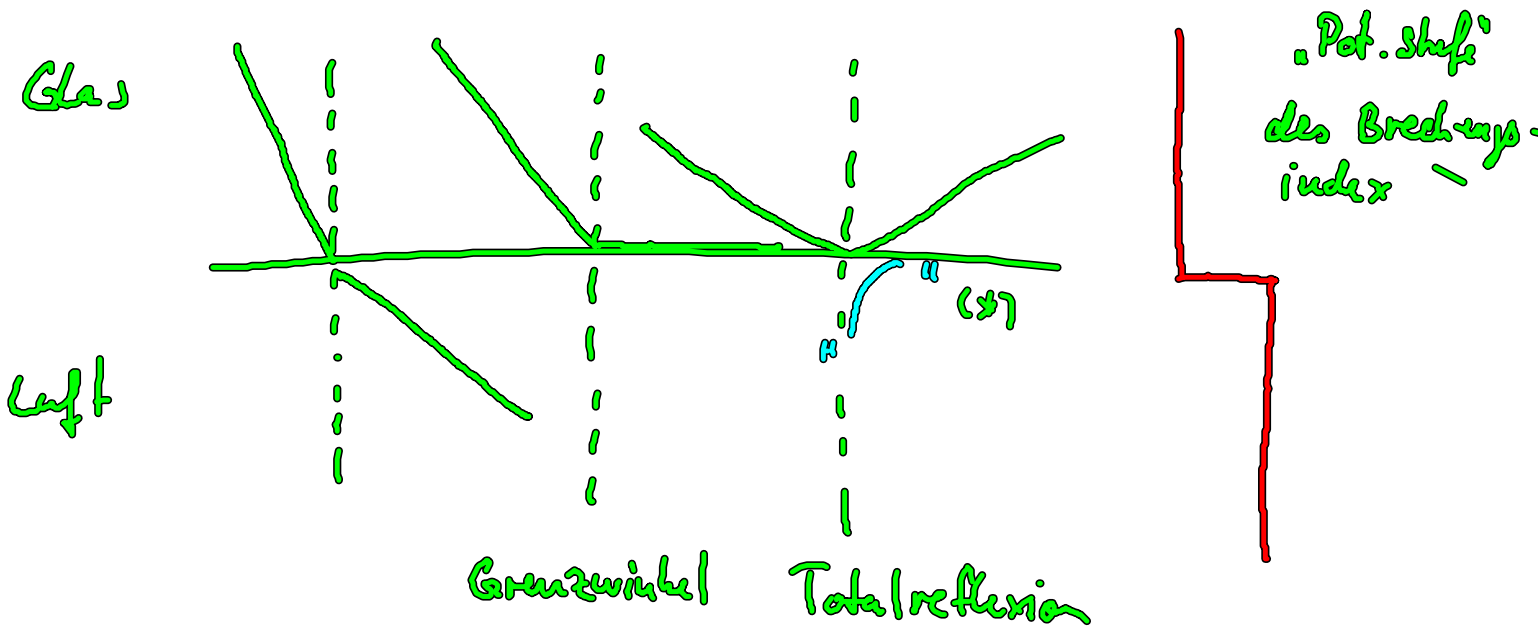
(i) Es ex. im gesamten Raum rechts der Barriere eine endliche ABD $\rho(x) = |\Psi(x)|^2 \sim S^2$ obwohl $E < V_0$.

→ Tunneleffekt ist ein qu. Phänomen

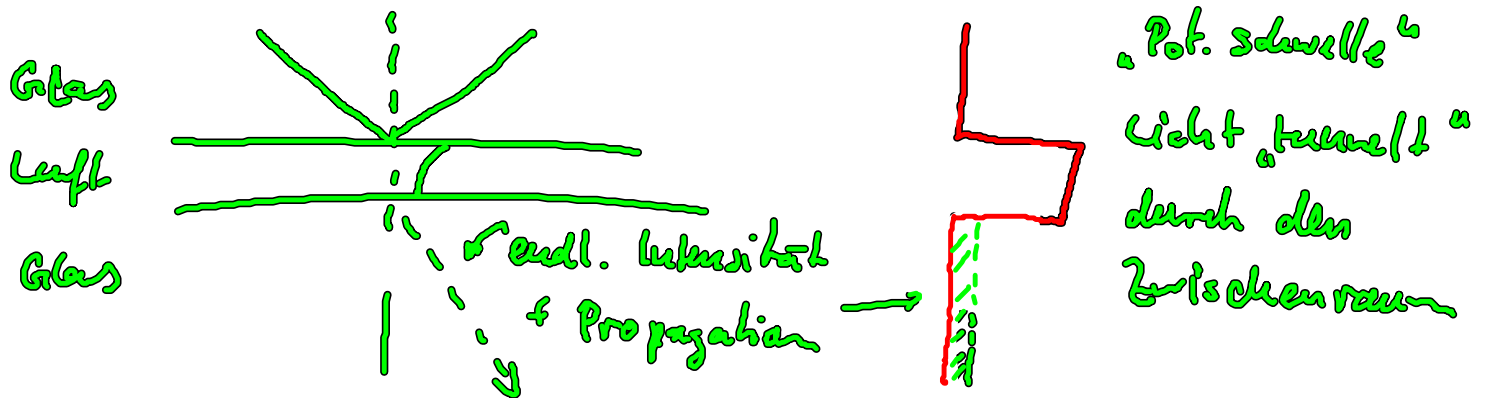
(ii) Der Grenzfall $\kappa a \rightarrow \infty$ (hohe & lange Barriere) gibt den klass. Grenzfall $|S|^2 \rightarrow 0$ (Totalreflexion)

(iii) $|S(E)|^2 \sim e^{-4\kappa a}$, ist der erste Korrekturterm ($\kappa a \gg 1$). Also die Tunnelwahrscheinlichkeit nimmt ab, wenn E abnimmt ($\kappa = \sqrt{2m(V_0 - E)}/\hbar$)

(iv) klass. Analogie zum Tunneleffekt ist sogenanntes „evaneszentes Licht“

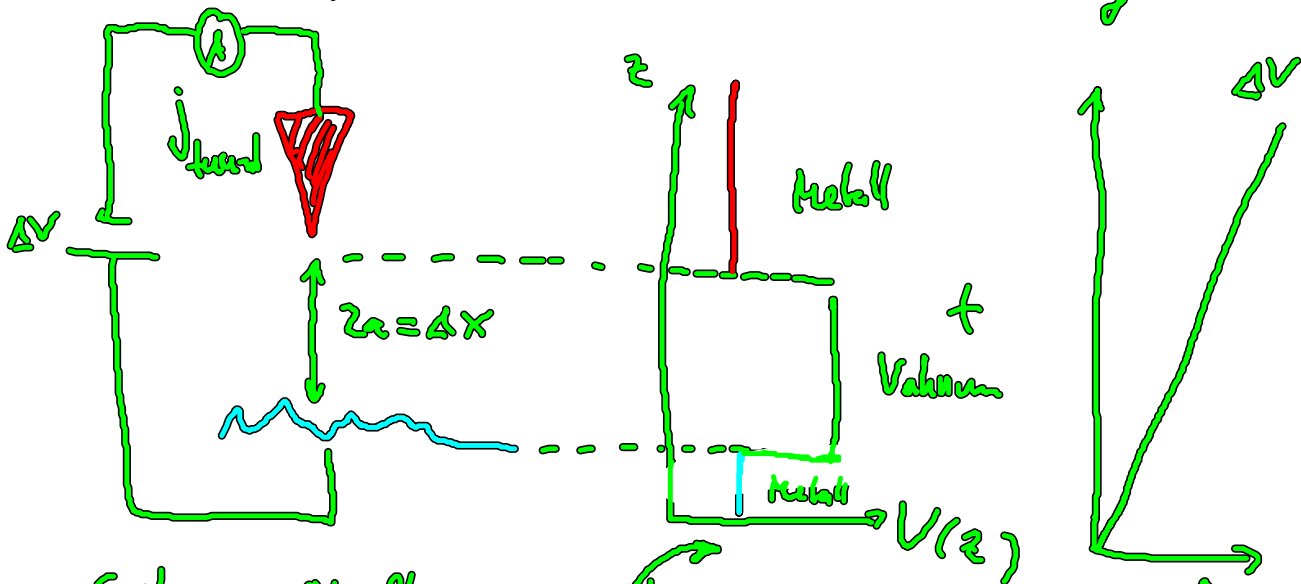


(*) Licht kann **NICHT** im Außenraum propagieren (ausbreiten), aber die Maxwell-Gl. zeigen ein sogen. „evaneszentes“ Feld, also exp. abklingend und nicht propagierend



- Anwendungen zum Tunneleffekt:
 - (1) Raster-tunnel-Mikroskop:

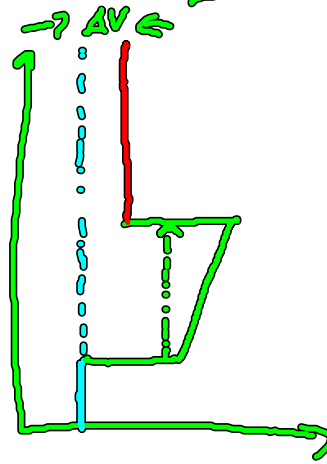
Metallspitze als Sonde zur Untersuchung von Metalloberf.



Spitze an Oberfl.
(alles leitend)

Tunnelstrom
messen

(im Metall
sind gebundene
Zustände
→ niedrigeres Pot.
als Vakuum)



Einhalten
eines Feldes E_0
 $\Delta V = -e z E_0$

- man benötigt „sehr starke“ E -Felder um einen meßbaren Tunnelstr. zu erzeugen

- Feldüberhöhung an spizen Gegenständen (Metallende)

- beim Abtasten 2 Betriebsmodi:

- (a) $j_{\text{Tunnel}} = \text{const}$, wenn wir Δx messen
 - (b) $\Delta x = \text{const}$, wenn wir j_{Tunnel} messen
- } Abb. der Metalloberf.

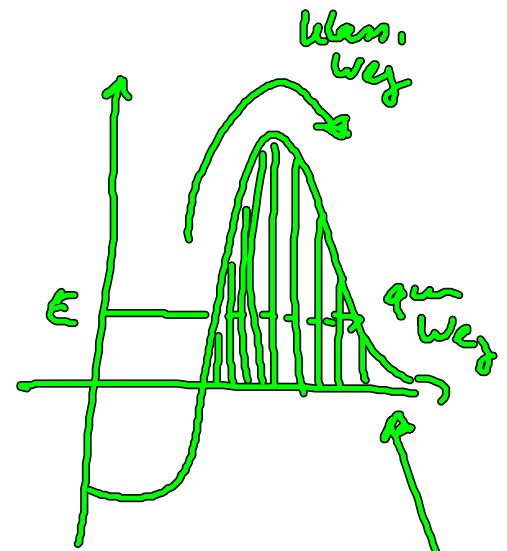
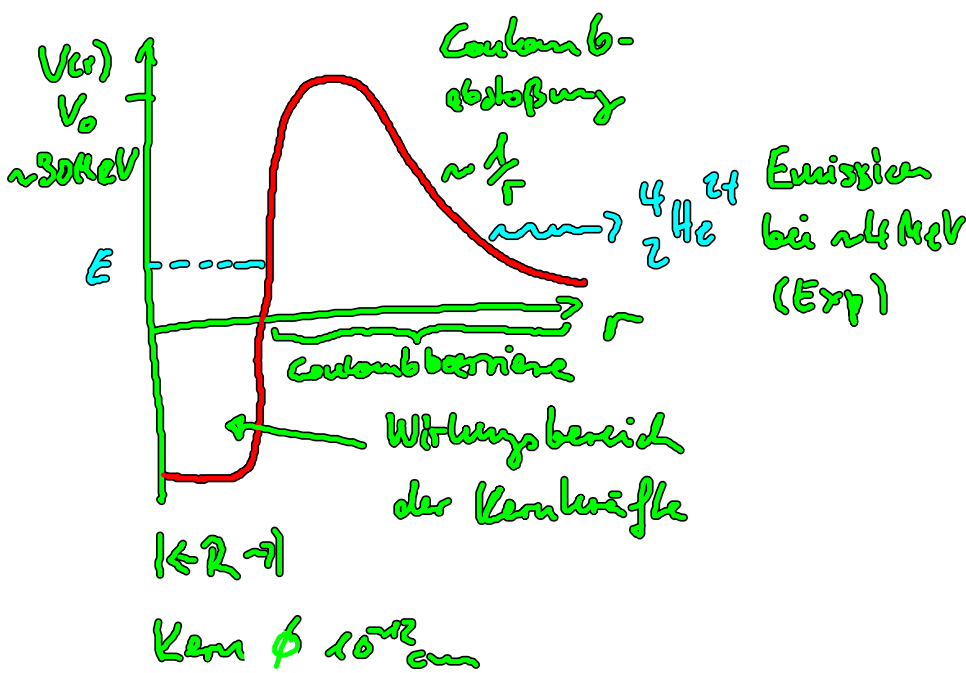
- Elektronen müssen nicht aus der Oberfl. herausgelöst werden, sondern können Vakuumbarriere durchtunneln und so zum Strom beitragen

(ii) α -Zerfall

- α -Radioaktivität:

α -Teilchen (${}^4_2\text{He}^{2+}$) können von schweren Atomkernen emittiert werden

α -Teilchen sieht mittleres Pot. von allen anderen Teilchen im Atomkern:



- Problem: $V_0 > E_\alpha$ ($30 > 4$), da im klass. Fall unind. die Energie V_0 nötig wäre um die Coulombbarriere zu überwinden

- Ansatz: Zerlegen $V(r)$ in viele kleine Pot. Schwellen (Gamow 1928)
 → Damit Berechnung der Tunnelwahr. + Halbwertszeit
- Halbwertszeit $T_{1/2}$ eines α -Teilchen, um aus einem Kern mit Ladungszahl Z_1 auszubrechen:

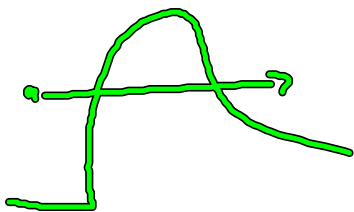
$$\log_{10}(T_{1/2}) = 1,61 \cdot \left(\frac{Z_2}{E^{1/2}} - Z_1^{2/3} \right) - 29,9.$$

$T_{1/2}$ in Jahren, E in MeV

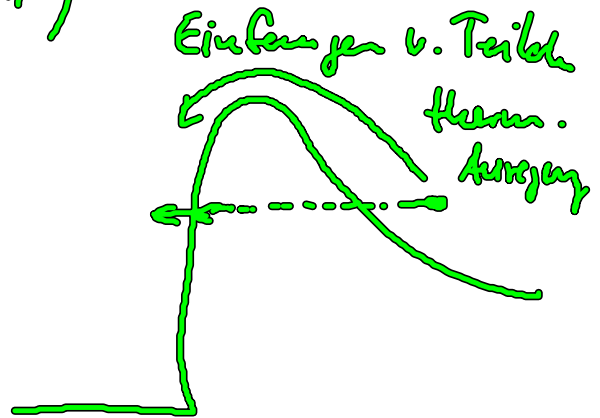
- Stärke der Theorie: \sqrt{E} -Abh. exp. unabh. von r

(iii) Kernfusion (umgekehrter α -Zerfall)

- umgekehrter Standpunkt statt Emission



Teilchen verlässt Kern

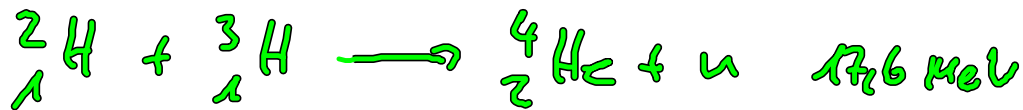


Teilchen tritt in Kern ein

- auch hier bestimmt $|S(E)|^2$ die Transmissionsw., d.h. die Mgl. der Fusion zweier Kerne, da die Coulombbarriere zu hoch ist, um mit therm. Energie überbrückt zu werden

- Damit Tunneln effektiv:
 - kleine Kernladungszahlen
 - große Energie E

• Bsp.: Wasserstoff



frei werdende Bindungsener.

Sterne: therm. Energie $<$ Coulombbarriere

(Tunnelprozesse

wichtig)

In Sternen werden zu Beginn der

Entwicklung die leichteren Elemente verbrannt

(Tunnelprozesse werden mit zunehmendem Z

immer schwerer \rightarrow Coulombwall)

1.5 Der endlich tiefe Potentialtopf

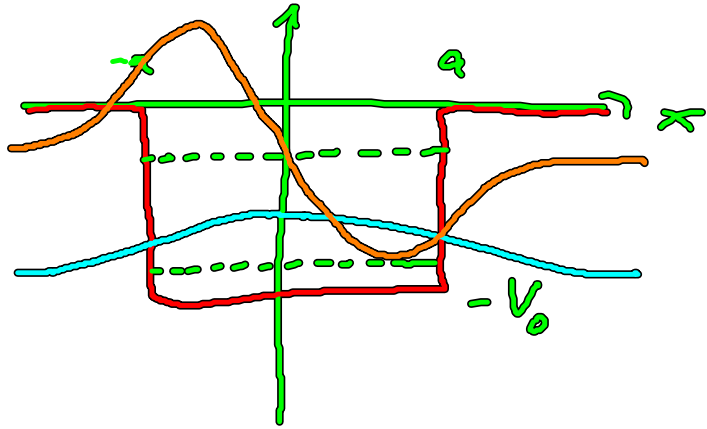
Modellsystem für kurzreichweitige Kräfte

(Kernphysik, Störstellen im Festkörper, große Moleküle)

- Potentialverlauf: $V(x) = -V_0 \Theta(a - |x|)$

$$\begin{pmatrix} 1: a > |x| \\ 0: a < |x| \end{pmatrix}$$

(i) gebundene Zustände: $-V_0 \leq E \leq 0$



- am Topf lokalisierte Zustände
- sind evaneszent (ex. auch außerhalb d. Topfes)
- Teilchen werden stärker gebunden, je
 - (a) höher die Masse m ist (m)
 - (b) tiefer der Topf ist (V_0)
 - (c) breiter — " — (a)

→ Grenzfall ∞ -tiefer Topf alle Zustände gebunden

• Wellenfkt. : aus Sgl.

- außerhalb ($V=0$): $\psi'' = -k^2 \psi \rightarrow \psi \sim e^{-kx}$
(Exp. Abfall)
- innerhalb ($V=V_0$): $\psi'' = -q^2 \psi \rightarrow \psi \sim e^{\pm iqx}$
(oszillierend)

$$q = \sqrt{2m(E+V_0)} / \hbar$$

- es ex. gerade und ungerade Lsg, müssen noch normiert werden + Stützgleichbed.

$$\psi = \begin{cases} A_1 \cos(qx) & |x| < a \\ A_2 e^{\mp \kappa x} & x \geq \pm a \end{cases} \quad \psi = \cos \leftrightarrow \sin$$

• Energieeigenansatz: aus Stetig. bed.

→ transzendente Best. gl.

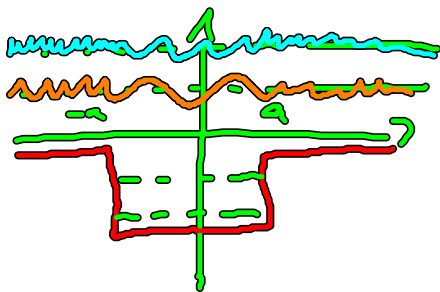
$$\tan(qa) = \frac{(\zeta^2 - q^2 a^2)^{1/2}}{qa} \quad \zeta = \frac{(2mV_0)^{1/2} a}{\hbar}$$

ζ -dim. los und Maß für Stärke des Topfes
(je größer ζ desto stärker lokalisiert)

- verschieden viele Lsg. für versch. ζ

→ wenn $\zeta \gg 0$ immer mind. wie gerade gebundene Zustände

(ii) ungebundene Zustände: $E \geq 0$



- sind nicht lokalisiert

- sind propagierend

• Wellenfkt:

außerhalb ($V=0$): $\psi \sim e^{\pm ikx}$

$$k = \sqrt{2mE} / \hbar$$

innerhalb ($V=V_0$): $\psi \sim e^{\pm iqx}$

$$q = \sqrt{2m(E - V_0)} / \hbar$$