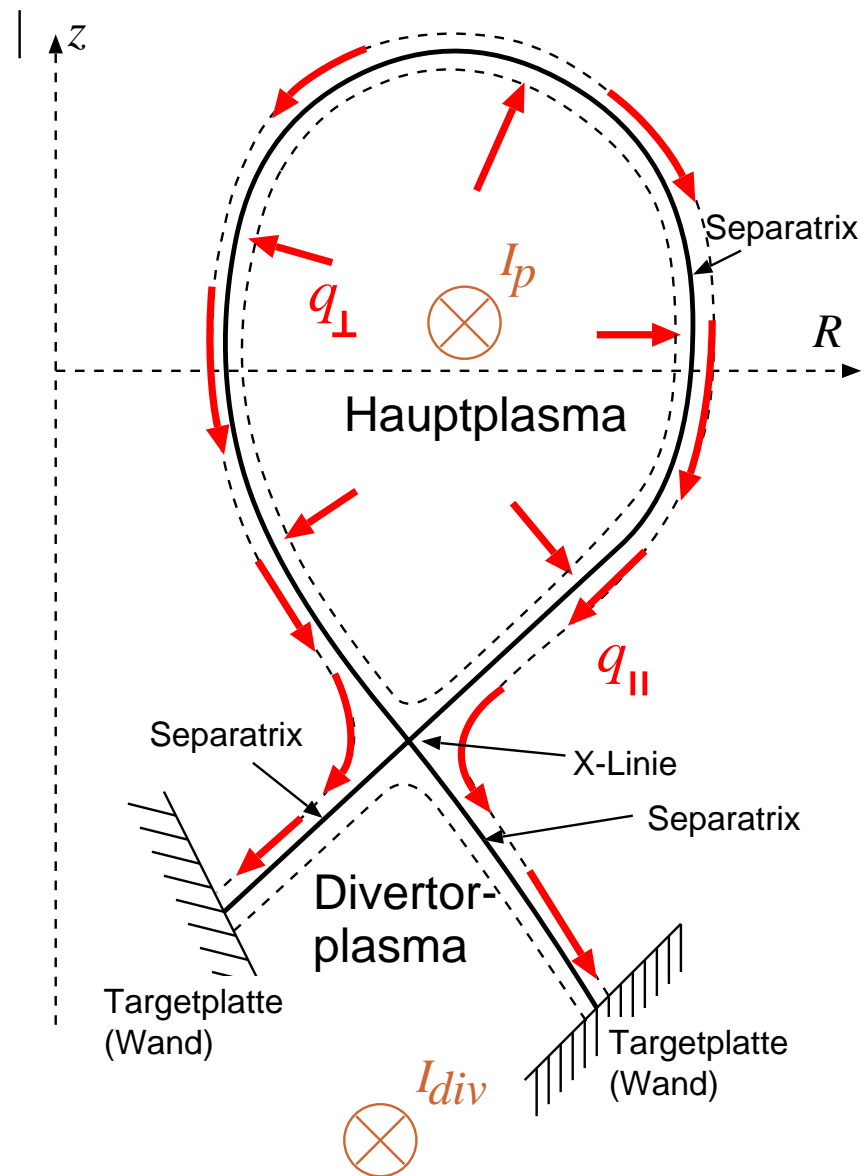


# Leistungsabfuhr aus dem Fusionsplasma



# Inhalt

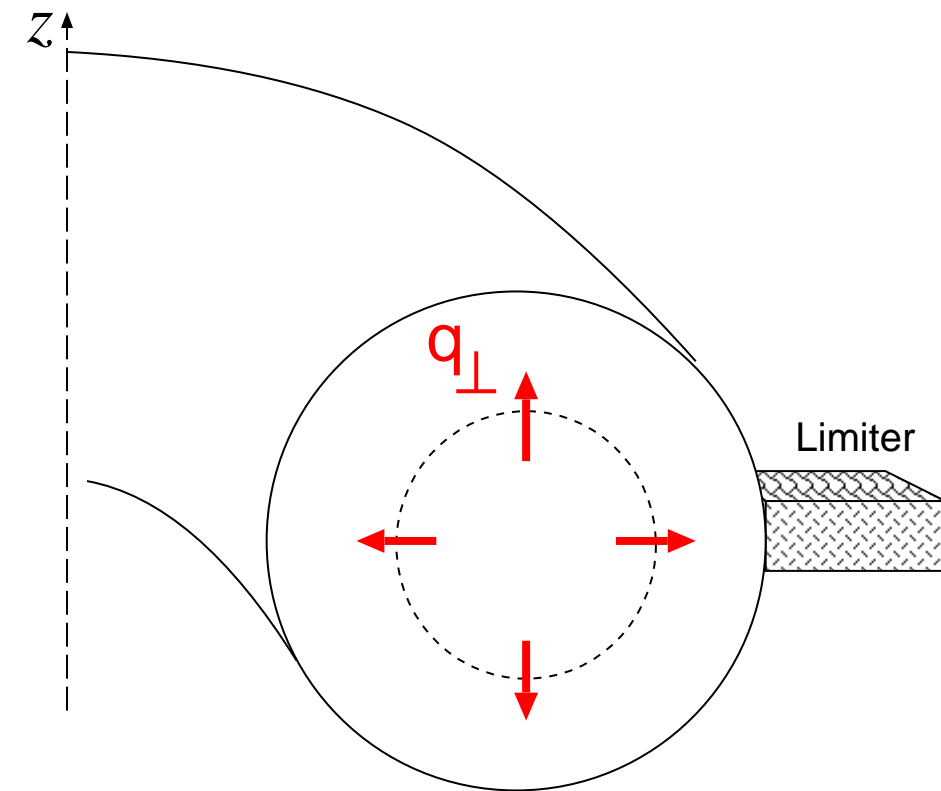
- Limiter und Abschälschicht
- 1-D Modell für Teilchen- und Wärmetransport in der Abschälschicht
- Zwei Grenzfälle:
  - $\lambda_{\text{mfp}} \gg L$ : Randschicht-begrenzter Wärmetransport, Konvektion dominiert
  - $\lambda_{\text{mfp}} \ll L$ : “High recycling Regime”, Wärmeleitung dominiert
- Der magnetische Divertor

## Literatur:

Peter C Stangeby, The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices,  
IoP Publishing, ISBN 0 7503 0559 2

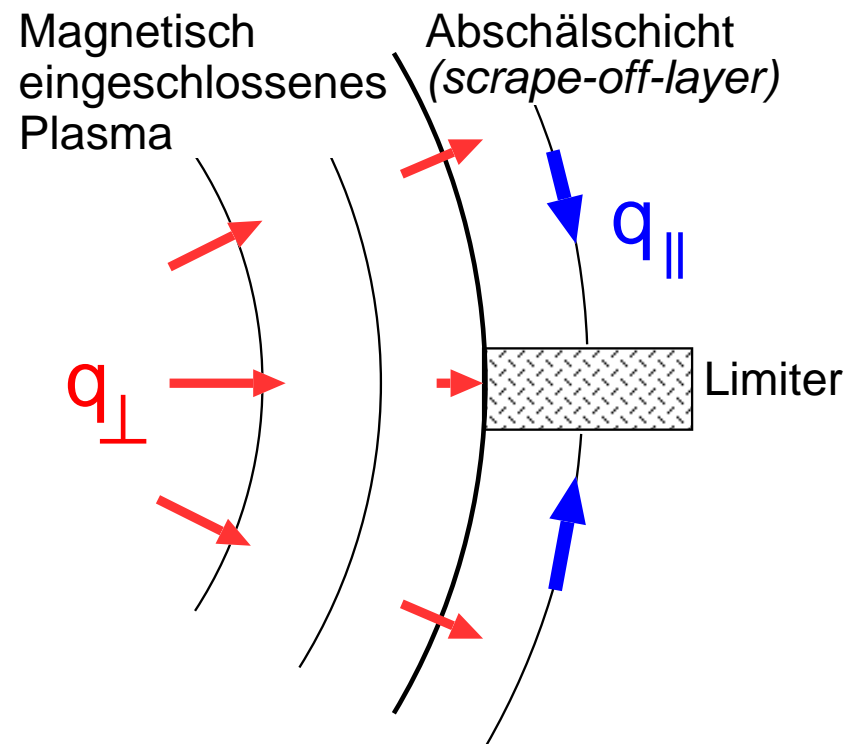
## Limiter und Abschälschicht

Durch radialen Wärme- und Teilchentransport ( $q_{\perp}$ ,  $\Gamma_{\perp}$ ) senkrecht zu  $\vec{B}$  expandiert das Plasma, bis es auf das nächstgelegene Hindernis trifft ( $\rightarrow$  “**Limiter**”)



In der “**Abschälschicht**” konkurrieren paralleler und senkrechter Transport.

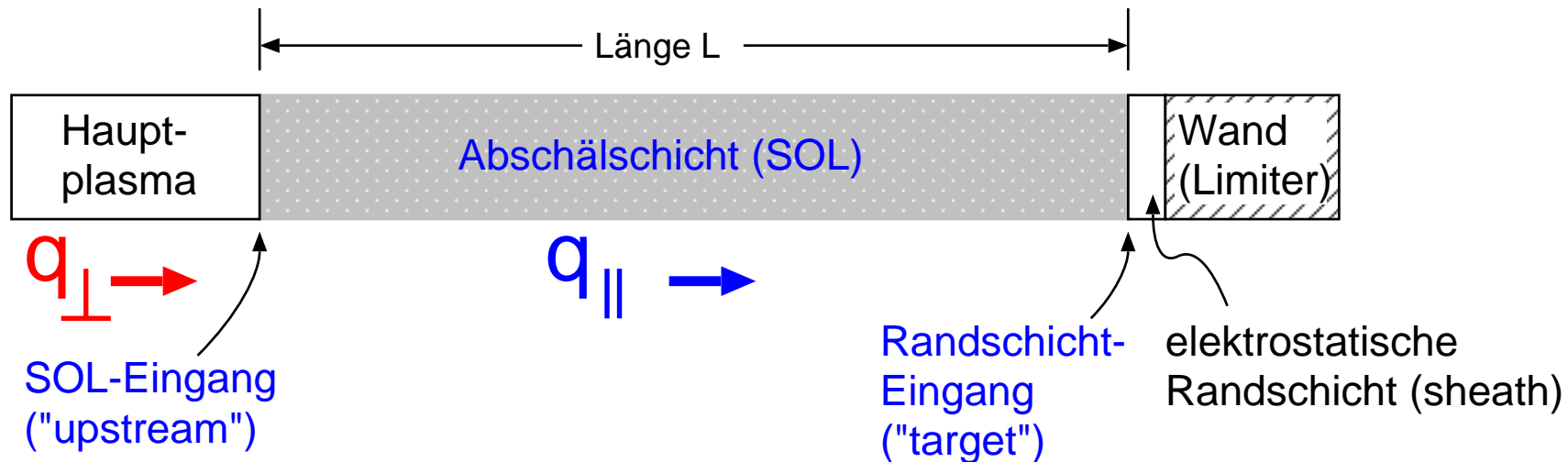
Im Allgemeinen:  $q_{\parallel} \gg q_{\perp}$



Der Limiter sammelt den gesamten Wärmefluss aus dem Plasma auf!

Außerdem rekombinieren dort die anströmenden Ionen  $\rightarrow$  Neutralteilchenquelle

# 1-D Modell der Abschälschicht (SOL)



## Vereinfachte Beschreibung der Abschälschicht (SOL):

Die Wärme/Teilchen strömen an einer Seite (vom Hauptplasma) ein, und treffen an der anderen Seite auf den Limiter. Dazwischen (in der SOL) gebe es nur 1-D Transport  $q_{\parallel}, \Gamma_{\parallel}$  parallel  $\vec{B}$ .

Das ist eine starke Vereinfachung für eine Limiter-Geometrie, bei der entlang der ganzen SOL Wärme aus dem Hauptplasma ( $q_{\perp}$ ) in die SOL gefüttert wird.

Es ist ein besseres Model für die später zu besprechende “Divertor”-Geometrie, und außerdem mathematisch einfacher, und soll daher hier ausschließlich behandelt werden.

## Zwei Grenzfälle: Konvektion und Konduktion

Je nach der mittleren freien Weglänge  $\lambda_{\text{mfp}}$  für die Teilchenströmung unterscheidet man zwei Grenzfälle:

$\lambda_{\text{mfp}} \gg L$  (“Randschicht-begrenzter Fall”, engl. *sheath limited regime*):

Praktisch stoßfreie Strömung des Plasmas durch die SOL.

Die Wärme wird vorwiegend durch Konvektion auf das Target übertragen.

$\lambda_{\text{mfp}} \ll L$  (“*High recycling* - Regime”):

Zwischen SOL-Eingang und Target finden im Mittel viele Stöße statt, die die Strömung des Plasmas behindern.

Die Wärme wird überwiegend diffusiv, durch Wärmeleitung (Konduktion) mittels Stößen, übertragen.

## Randschicht-begrenzter SOL-Transport ( $\lambda_{\text{mfp}} \gg L$ )

Ionen und Elektronen strömen gemeinsam entlang  $\vec{B}$  vom Hauptplasma zum Limiter und tragen Wärme mit sich (Konvektion).

Wegen Stationarität der Ladung sind die Teilchenflüsse beider Spezies gleich,  $\Gamma_{i,\parallel} = \Gamma_{e,\parallel} = \Gamma_{\parallel}$ .

Wegen Neutralität ( $n_e = n_i$ ) sind die Stromungsgeschwindigkeiten gleich,  $u_{i,\parallel} = u_{e,\parallel} = u_{\parallel}$

Wärmefluss der Ionen (verschobene Maxwell-Verteilung, s. Vorlesung Randschicht 2):

$$q_i = \left( \frac{5}{2} k_B T_i + \frac{1}{2} m_i u_{\parallel}^2 \right) \Gamma_{\parallel}$$

Für die Elektronen gilt entsprechendes, aber wg.  $m_e \ll m_i$  ist die kinetische Energie  $\frac{1}{2} m_e u_{\parallel}^2$  in der Strömung gegen die der Ionen vernachlässigbar.

Sei (im Fusionsplasma!)  $T_e = T_i = T$ .

Gesamtleistung am Eingang der SOL (“upstream”, Index  $u$ ):

$$q_u = q_{i,u} + q_{e,u} = \left( 5k_B T_u + \frac{1}{2} m_i u_{\parallel}^2 \right) \Gamma_{\parallel} \sim \frac{11}{2} k_B T_u \Gamma_{\parallel}$$

(mit der etwas groben Annahme  $\frac{1}{2} m_i u_{\parallel}^2 = k_B T$ )

## Randschicht-begrenzter SOL-Transport ( $\lambda_{\text{mfp}} \gg L$ )

Leistung am Target = Eingang der elektrostatischen Randschicht (s. Vorlesung Randschicht 2),  
wiederum für  $T_i = T_e = T$ :

$$q_t \sim \gamma_s k_B T_t \Gamma_{\parallel} \sim 8.8 k_B T_t \Gamma_{\parallel}$$

Gleichsetzen der Upstream- und der Target-Leistung ergibt:

$$\frac{T_t}{T_u} \sim \frac{5.5}{8.8} \sim 0.625 \approx O\left(\frac{1}{2}\right)$$

Die Target-Temperatur ist (größenordnungsmäßig) die Hälfte der upstream-Temperatur.  
In der SOL gibt es demnach keinen starken Abfall der Plasmatemperatur!

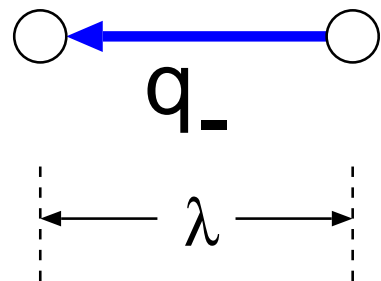
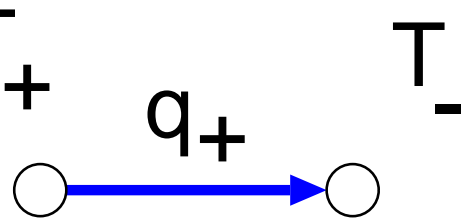
Beispiel: Um die Erosion eines Wolfram (W)-Limiters durch Kohlenstoff (C) Verunreinigungen  
im Plasma zu unterbinden (s. Vorlesung Randschicht 2), muss  $T_t \leq 8$  eV sein.

Um das zu erreichen, muss  $T_u \leq 16$  eV gehalten werden, was eher ungünstig ist:

- Neutrale dringen tief in das Hauptplasma ein (Ionisation  $\rightarrow$  Teilchenquellen,  
Ladungsaustausch  $\rightarrow$  Wärmeverluste, Reibung  $\rightarrow$  Abbremsung der Plasmarotation)
- Hoher elektrischer Widerstand  $\rightarrow$  resistive Instabilität, ungünstiges Plasmastromprofil

## Wärmeleitung $\parallel \vec{B}$

“Random walk”-Modell für Wärmefluss:



Betrachte Wärmeströme durch Konvektion über endliche Distanz  $\lambda$ :

$q_+$ : Von  $T_+$  nach  $T_-$

$q_-$ : Von  $T_-$  nach  $T_+$

“Halbe” Maxwell-Verteilung (s. vorige Vorlesung):

$$f_{\pm}(\vec{v}) = n \left( \frac{\beta_{\pm}}{\pi} \right)^{3/2} \exp \left[ -\beta (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \right], \quad (v_+ \geq 0, v_- < 0);$$

$$f(\vec{v}) = 0, \quad (v_+ < 0, v_- \geq 0)$$

mit  $\beta_{\pm} \equiv m/(2k_B T_{\pm})$ .

$$\text{Teilchenfluss : } \Gamma_{\pm} = n_{\pm} \frac{1}{2\pi^{1/2} \beta_{\pm}^{1/2}}$$

$$\text{Wärmefluss : } q_{\pm} = 2k_B T_{\pm} \Gamma_{\pm}$$

Sei  $\Gamma_+ = \Gamma_- = \Gamma$  (kein Netto-Teilchenstrom, keine Konvektion) und  $T_{\pm} = T_0 \mp \frac{1}{2} \frac{dT}{dx}$ :

$$q = q_+ - q_- = -2k_B \lambda \frac{dT}{dx} \Gamma$$

Brauchen nur noch Ausdruck für die Weglänge  $\lambda$ .



## Wärmeleitung $\parallel \vec{B}$

Wärmefluss (s. vorige Seite):

$$q = -2k_B\lambda \frac{dT}{dx} \Gamma$$

Ansatz für “freie Weglänge”  $\lambda$ :

$$\lambda = \frac{\bar{v}}{v_c}$$

$\bar{v}$ : mittlere thermische Geschwindigkeit

$v_c$ : Stoßfrequenz

Berechnung der mittleren Geschwindigkeit

(Mittelwert des Geschwindigkeits-*Betrags*  $v$ )

Wahrscheinlichkeitsverteilung

( $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ ):

$$p(v) = \frac{4\pi v^2}{n} f(v) = 4\pi \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} v^2 \exp[-\beta v^2]$$

Mittlere Geschwindigkeit

$$\bar{v} = \frac{1}{n} \int_0^\infty v p(v) dv = 4\pi \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} \frac{1}{2\beta^2}$$

$$= \frac{4}{2\pi^{1/2}\beta^{1/2}} = 4 \frac{\Gamma}{n}$$

$\Rightarrow$  Wärmefluss:

$$q = -2 \frac{\bar{v}}{v_c} \frac{d(k_B T)}{dx} \Gamma = -\frac{1}{2} n \frac{\bar{v}^2}{v_c} \frac{d(k_B T)}{dx} = -\frac{n}{8\pi\beta v_c} \frac{d(k_B T)}{dx} = -\underbrace{\frac{n k_B T}{4\pi m v_c}}_{\equiv K} \frac{d(k_B T)}{dx}$$

## High Recycling- Regime ( $\lambda_{\text{mfp}} \ll L$ )

Setzen Coulomb-Stöße an (s. voriges Semester)

$$v_c \propto n m^{-1/2} T^{-3/2} \ln \Lambda.$$

Wärmefluss entlang  $\vec{B}$  in der SOL:

$$q_{\parallel} = -\frac{n k_B T}{4\pi m v_c} \frac{d(k_B T)}{dx} = -K_0 k_B^{7/2} T^{5/2} \frac{dT}{dx}$$

— Wg  $K_{0,e} \gg K_{0,i}$  überwiegt Elektronenwärmeleitung

— Bis auf  $\ln \Lambda$  keine Dichteabhängigkeit von  $K_0$

— Starke Temperaturabhängigkeit:  $K \propto T^{5/2}$

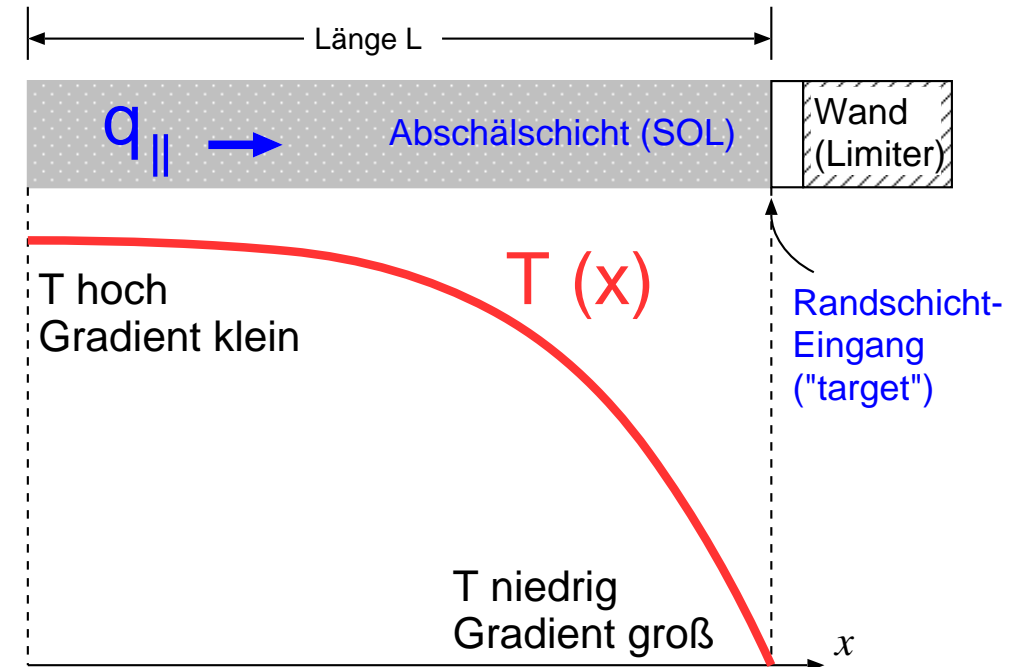
Integriere  $q_{\parallel} = \text{const}$  entlang Feldlinie:

$$\begin{aligned} \int_0^L \frac{q_{\parallel}}{k_B^{7/2} K_0} dx &= \frac{q_{\parallel}}{k_B^{7/2} K_0} L = - \int_0^L T^{5/2} \frac{dT}{dx} dx \\ &= \int_{T(L)}^{T(0)} T^{5/2} dT = \frac{2}{7} \left[ T_u^{7/2} - T_t^{7/2} \right] \end{aligned}$$

so dass:

$$T_u = \left[ T_t^{7/2} + \frac{7}{2} \frac{q_{\parallel} L}{k_B^{7/2} K_0} \right]^{2/7}$$

$T(x)$ -Profil in der SOL:



Wie erzeugt man eine niedrige Target-Temperatur  $T_t$ ?

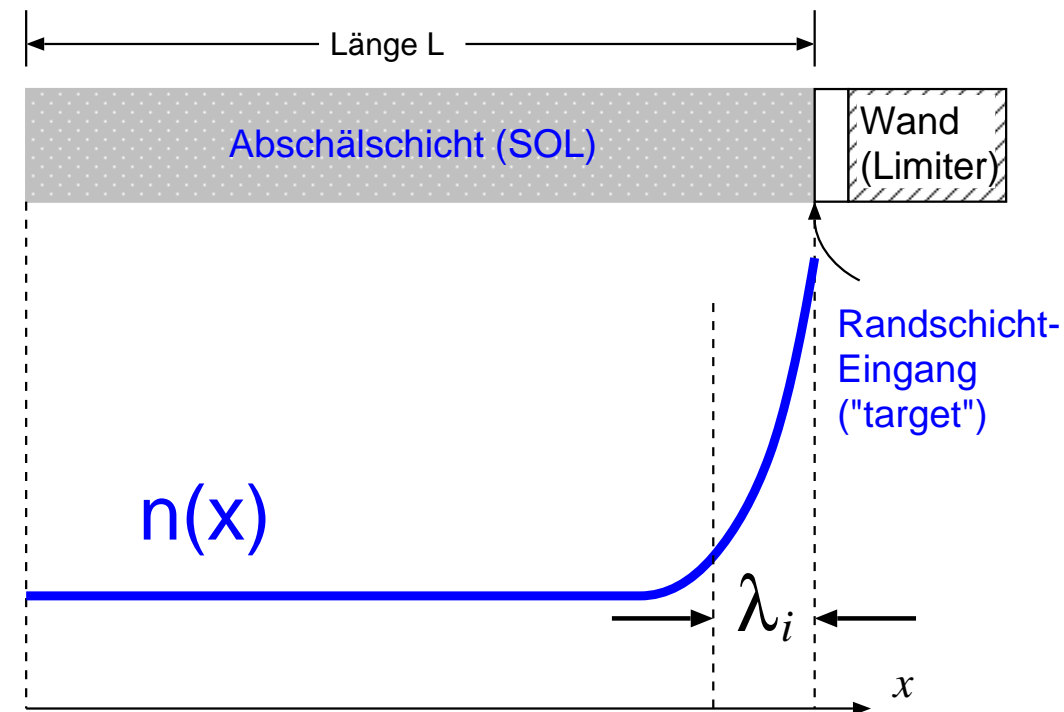
Druckgleichgewicht entlang  $\vec{B}$ :

$$T_u n_u = T_t n_t$$

→ Hohe Target-Dichte  $n_t \gg n_u$ !

## High Recycling- Regime ( $\lambda_{\text{mfp}} \ll L$ )

Eine hohe Plasmadichte vor dem Target entsteht durch Ionisierung der von der Wand stammenden Neutralteilchen:

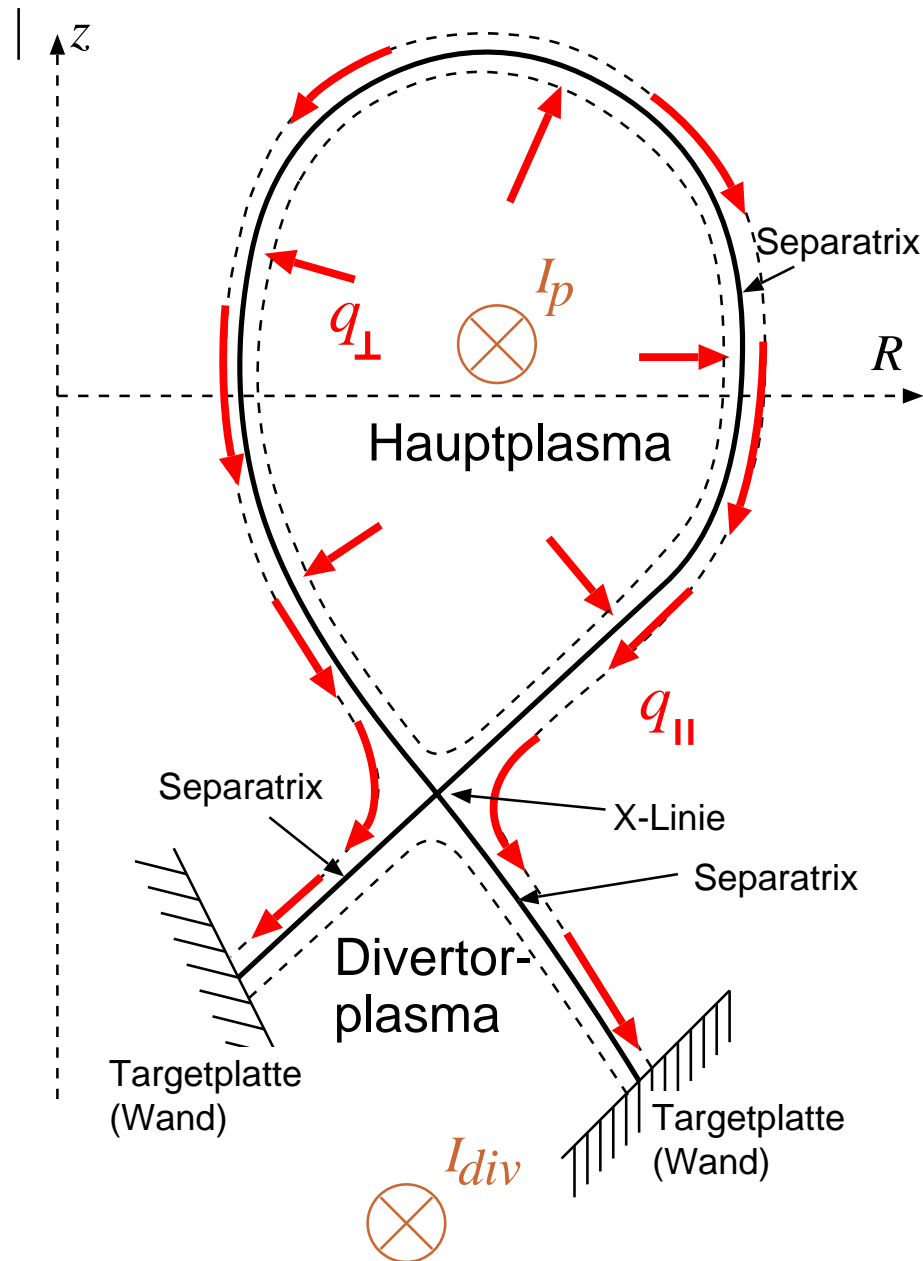


Die Neutralen wiederum entstehen durch Neutralisierung der auf die Wand zuströmenden Ionen.

Vor dem Target ist der Ionenfluss gegenüber dem Eingang in die SOL deutlich erhöht  
→ der upstream eingespeiste Wärmefluss verteilt sich am Target auf mehr Ionen  
→ die Target-Temperatur liegt unter der upstream-Temperatur

# Der “magnetische Divertor”

Divertor-Konfiguration:



Durch eine zusätzliche Magnetfeldspule (Strom  $I_{div}$ ) außerhalb des Plasmas entsteht ein Poloidalfeld.

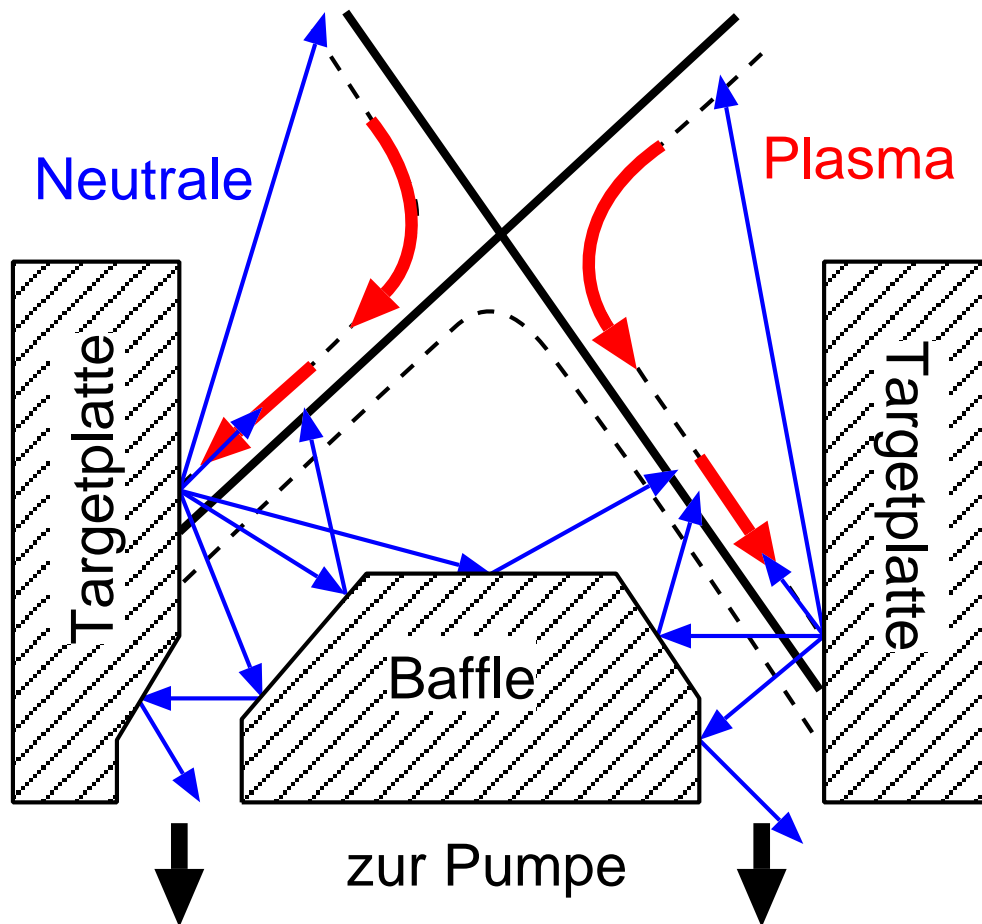
Überlagert mit dem Poloidalfeld des toroidalen Plasmastroms ( $I_p$ ) ergibt sich eine toroidal umlaufende Linie mit  $B_{\theta} = 0$  (X-Linie).

Die Flußfläche durch diese Linie (“Separatrix”) hat eine spezielle Topologie - sie trennt in sich geschlossene Flächen von Flächen, die die materielle Wand schneiden (SOL)

Die SOL-Feldlinien nahe der Separatrix haben eine große Verbindungslänge  $\|\vec{B}\|$  von der X-Linien-Region zur Wand (“Targetplatten”).

## Divertor-Recycling

Plasma- und Neutralteilchen-Strömungen im Divertor:



**Plasma** strömt entlang der magnetischen Feldlinien auf die Targetplatten und rekombiniert dort.

Die entstehenden **Neutralteilchen** sind an das Magnetfeld nicht gebunden und strömen in alle Richtungen.

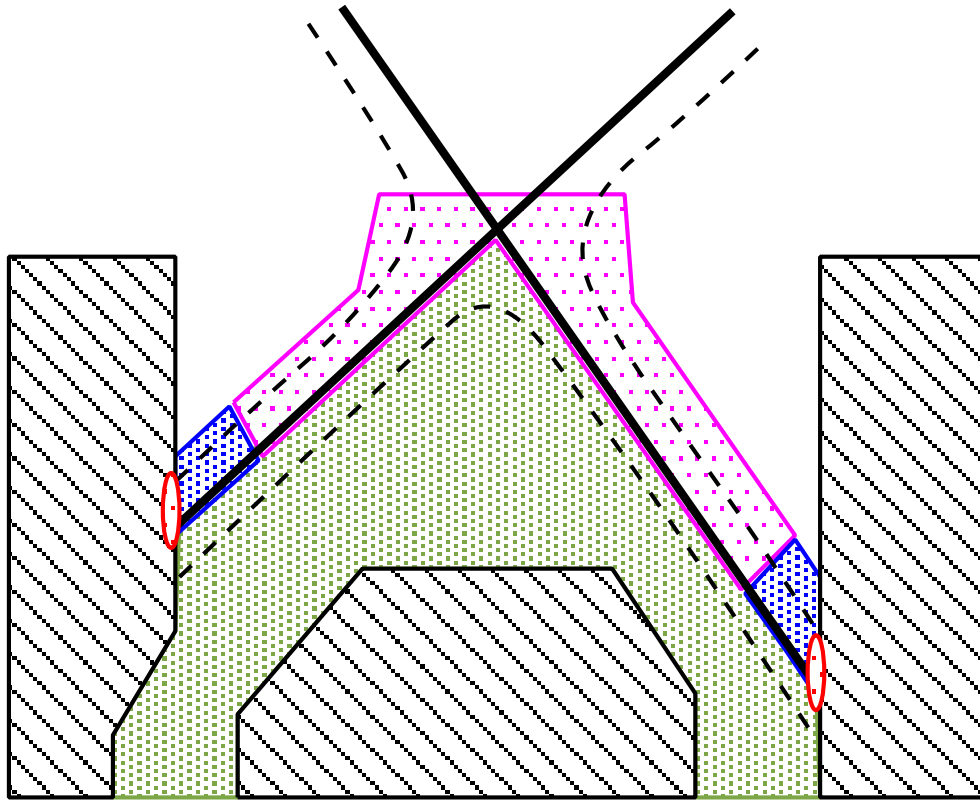
Ein (idealerweise größerer) Anteil der Neutralen trifft noch im Divertor auf das einströmende Plasma und wird dort ionisiert.

Ein (kleiner) Anteil gelangt aus der Divertorkammer heraus, in die SOL am Hauptplasma.

Der Rest wird (oft nach mehreren Reflektionen an der Wand) abgepumpt.

# Leistungsabfuhr im Divertor

Spezielle Regionen im Divertor:



Wärmetransport entlang des Feldes erreicht den Schnittpunkt der Separatrix mit der Targetplatte, die “**strike zone**”.

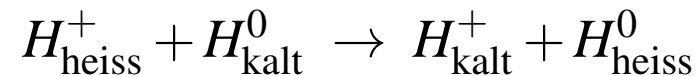
Da die SOL sehr schmal ist, ergibt sich (ohne weiteres) eine hohe Leistungsdichte  $q_{\parallel}$ .

Im “High-recycling” Fall sinkt die Temperatur kurz vor dem Target schnell ab, idealerweise auf wenige eV.

- Vermeidung von Erosion des Targets
- **Strahlung durch neutralen Wasserstoff**

Recycling führt zu einer **hohen Neutraldichte** im Divertor:

- hohe Pumpgeschwindigkeit  $\dot{N}$
- Impuls- und Energieabfuhr in der SOL durch Ladungsaustausch:



In der Zone oberhalb des Targets herrscht höhere Elektronentemperatur. Hier können **Verunreinigungen strahlen**. Die abgestrahlte Leistung verteilt sich auf eine große Fläche.

## Zusammenfassung: Leistungsabfuhr aus dem Fusionsplasma

- Der Wärmefluss  $\|\vec{B}(q_{\parallel})$  ist normalerweise weitaus größer als derjenige  $\perp \vec{B}(q_{\perp})$ .
- Auf geschlossenen Flussflächen sorgt dieser Umstand für eine konstante (Elektronen-) Temperatur. Relevant für den Transport aus dem Plasma ist hier  $q_{\perp}$ .
- Außerhalb geschlossener Flussflächen wird die Wärme sehr schnell  $\|\vec{B}$  auf die nächste materielle Wand abgeleitet
- Je nachdem, was radial zuerst getroffen wird, definiert entweder ein materieller Limiter oder eine magnetisch erzeugte Separatrix die letzte geschlossene Flussfläche.
- Der Wärmetransport  $\|\vec{B}$  erfolgt durch Konvektion (vorwiegend bei niedriger Stoßfrequenz) und Konduktion (vorwiegend bei hoher Stoßfrequenz)
- Niedrige Stoßfrequenz (lange freie Weglänge): Die Leistung durch die elektrostatische Randschicht vor der Wand bestimmt die Temperatur am Eingang der Randschicht. Sie ist nur wenig kleiner ( $\sim 50\%$ ) der SOL-Temperatur upstream (nahe des Plasmas).
- Hohe Stoßfrequenz (kurze freie Weglänge): Die Wärmeleitung ist vorwiegend diffusiv ( $\nabla T$ -getrieben) und der Wärmeleitungskoeffizient  $K$  (“Diffusivität”) steigt mit  $T^{5/2}$  an.
- Gelingt es, vor der Wand die Temperatur klein zu halten (“high recycling”) dann kann ein nennenswerter Temperaturabfall von der SOL zur Wand hin erreicht werden.
- Im Divertor erfolgt dies durch lokales recycling von an der Wand rekombinierten Neutralen.