

Floquet topológikus szigetelők

Balázs Dóra¹, Jérôme Cayssol², Ferenc Simon¹, Roderich Moessner³

¹ Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Fizika Tanszék

² Department of Physics, University of California, Berkeley, California, USA

³ Max-Planck-Institut für Physik komplexer Systeme, Dresden, Germany

- Outline:
- Topológikus szigetelők
 - Spin-Hall szigetelők
 - Floquet topológikus szigetelők
 - The SH-élállapot EM térben
 - Adiabatikus töltéspumpálásból disszipatív transzport

Topológikus szigetelők (TI)

Az anyag fajtái:

- fém: áram folyik az alkalmazott elektromos tér irányában
- szigetelő: nincs áram (gyenge) elektromos tér esetén
- Peierls szigetelő (rácstorzulás), elektron-fonon
- Mott szigetelő (töltés gerjesztések elnyomva), elektron-elektron
- Anderson szigetelő, elektron-szennyező, Anderson lokalizáció (Random scattering causes interference of electron's wave function)

TI: A tömbi rész (bulk) szigetelő, a felület (edge/surface) fémes.

A rendeződés fajtái

Az anyag legtöbb fázisa értelmezhető a szimmetria sértéssel:

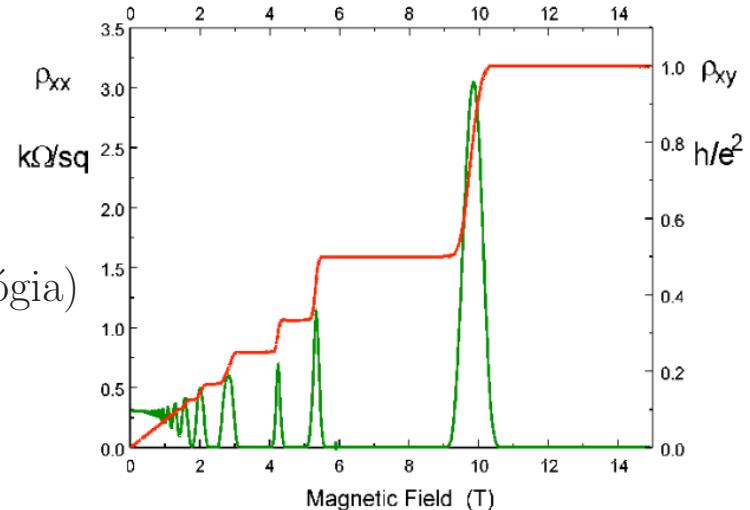
- a kristályok sértik a vákuum folytonos forgatási és eltolási szimmetriáját.
- a mágnesek sértik a spin-tér forgatási és idő tükrözési szimmetriáját.

1980: az első nem-szimmetria sértő rendezett fázis felfedezése: síkba kényszerített elektronok erős mágneses térben és alacsony hőmérsékleten: platók a Hall vezetőképességben.

$$\sigma_{xy} = n \frac{e^2}{h}$$

9 számjegy pontossággal (metrológia)

Milyen rendeződés okozza a kvantálást?



Topológikus rendeződés

1. Egy topológikusan rendezett fázisban néhány válaszfüggvényt egy "topológiai invariáns" határoz meg.
2. Egy topológikus fázis szigetelő, de minden fémes élekkel/felülettel rendelkezik, ha a vákuummal vagy egy közönséges fázissal találkozik.

Mi a kapcsolat 1. és 2. között?

Bulk-edge correspondance

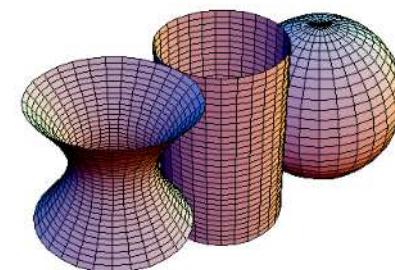
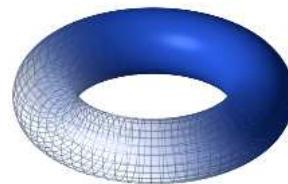
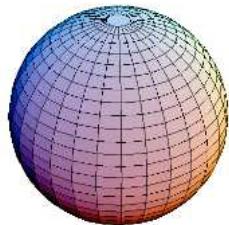
Topológiai invariáns=egy mennyiségek, ami érzéketlen folytonos deformációkra (a tér tulajdonsága).
Globális geometria

Topológiai invariáns

Általában egy topológiai invariáns egy geometriai mennyiség integrálja.

Példa: egy 2 dimenziós felületen bármely pontban 2 görbület definiálható, az előjeles Gauss görbület $\kappa = (r_1 r_2)^{-1}$.

Tekintsünk zárt felületeket:



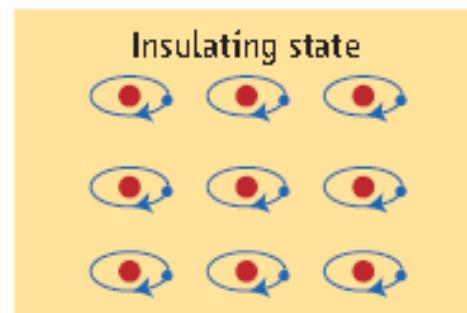
negatív, 0 és pozitív görbület

A görbület felületi integrálja kvantált és topológiai invariáns (Gauss-Bonnet téTEL):

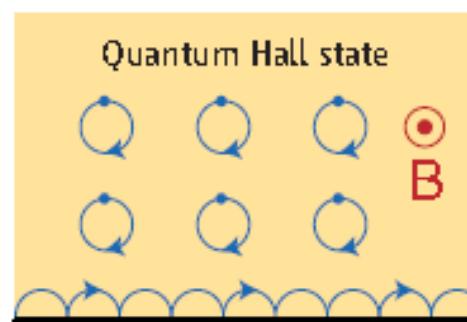
$$\int_A \kappa dA = 2\pi(2 - 2g),$$

ahol g a genus; $g = 0$ gömbre, $g = 1$ tóruszra és $g = n$ az n -lyukú tóruszra.

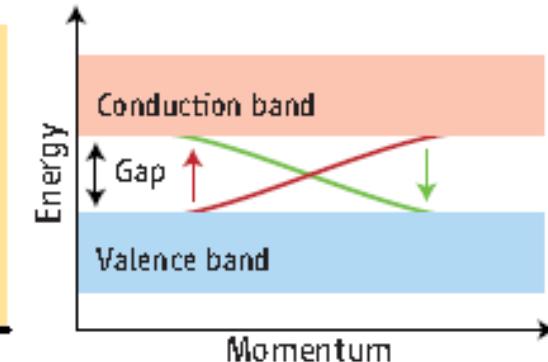
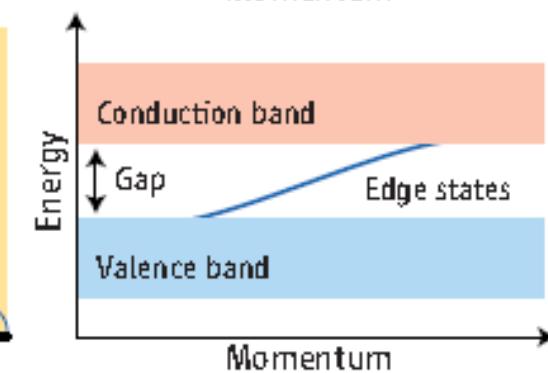
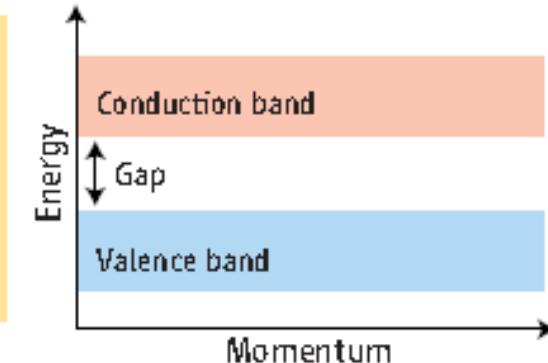
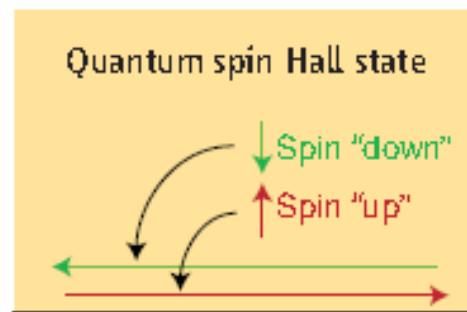
triviális sáv szigetelő



Kvantum Hall állapot



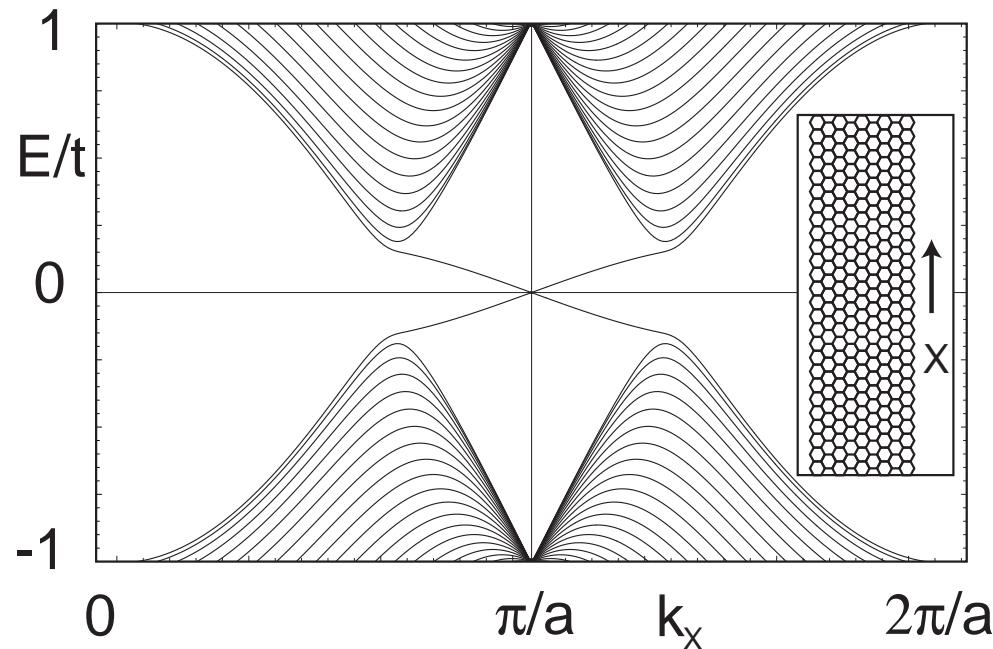
Kvantum Spin-Hall szigetelő



Kvantum Spin Hall szigetelő: grafén

Grafén: királis Dirac elektronok, $\mathbf{p} \parallel \boldsymbol{\sigma}$.

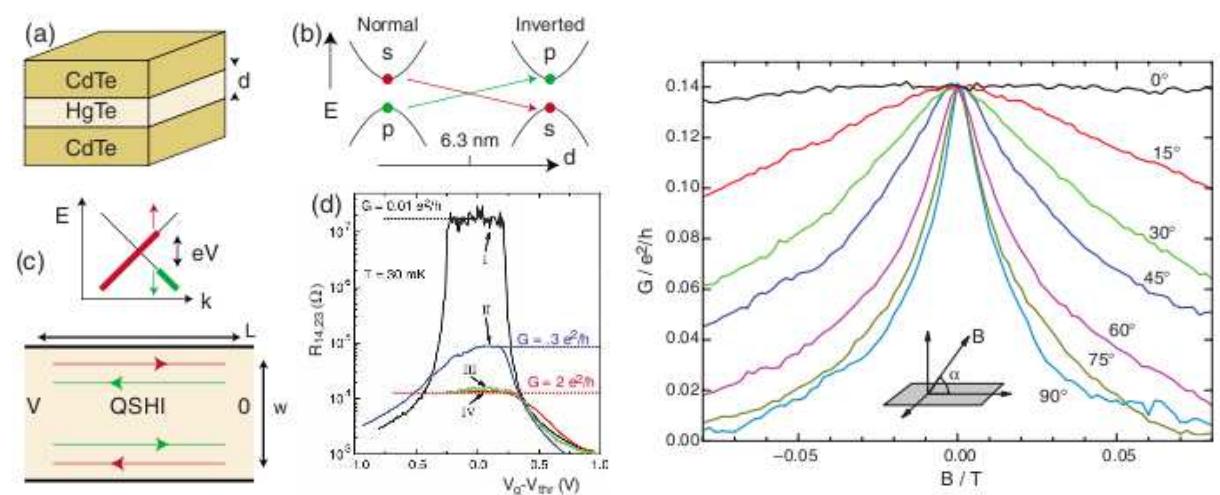
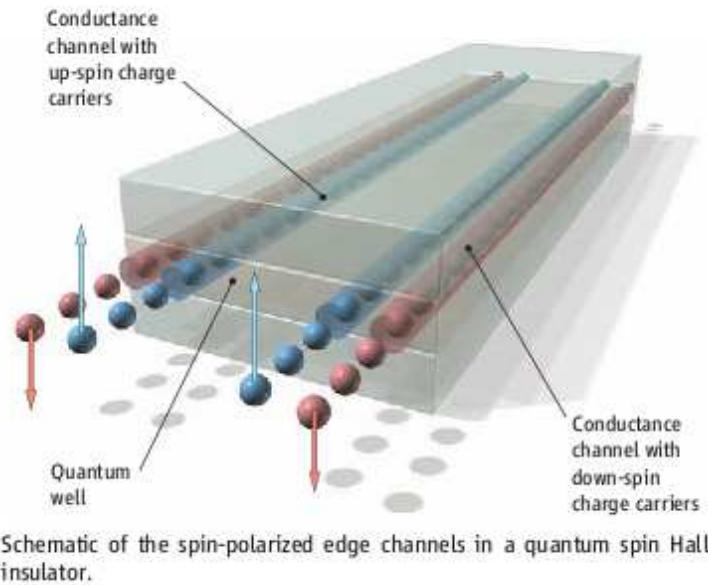
Grafén spin-pálya csatolással: $H = v_F(\sigma_x p_x + \sigma_y \tau_z p_y) + \Delta \sigma_z \tau_z S_z$



Az élek effektív leírása: $H_{eff} = v_F S_z p_x$, időtükrözés által védve.

spin-Hall vezetőképesség: $\sigma_{xy}^s = \frac{e}{2\pi}$

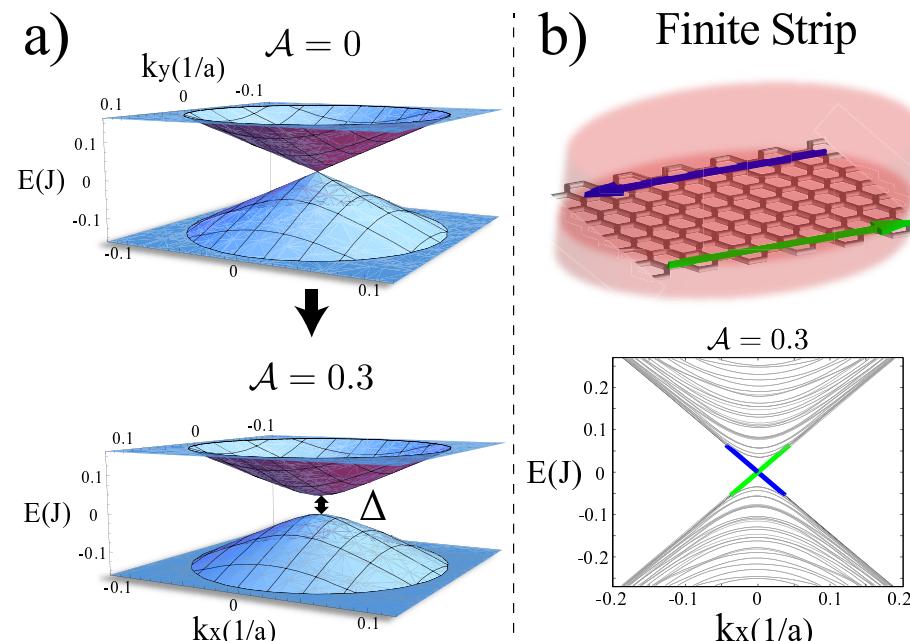
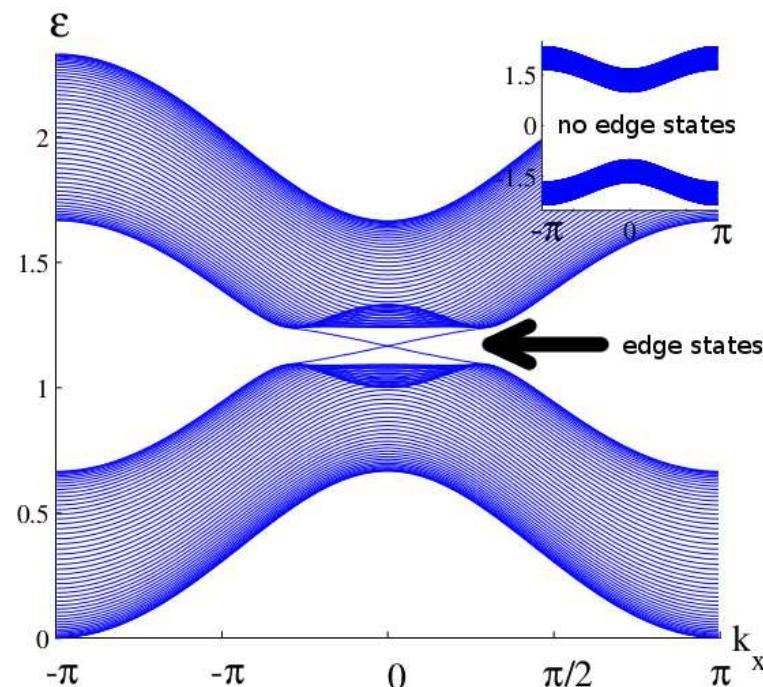
Kvantum Spin Hall szigetelő: HgTe/CdTe kvantum völgy



Floquet TI

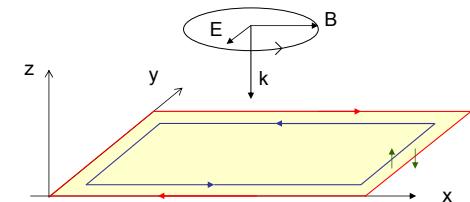
Topológikus átalakulás az anyag összetételének megváltoztatása nélkül: $H(t) = H(t + T)$; Floquet állapotok (a Bloch állapotok időbeli megfelelője)

Bloch téTEL téRben periódikus potenciálra: $\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$, $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ rácspériódikus
 Floquet téTEL időben periódikus potenciálra: $\Psi_{\varepsilon}(t) = \exp(-i\varepsilon t)\Phi_{\varepsilon}(t)$, $\Phi_{\varepsilon}(t)$ időben periódikus



Spin-Hall szigetelő elekromágneses térben

$$H(t) = v_F \sigma^z (p - eA_x(t)) + g [\sigma^+ e^{-i\omega t} + h.c.]$$



$\mathbf{A}(t) = A_0(\cos(\omega t - kz), \sin(\omega t - kz))$; ha $A_0 = 0$, X alakú spektrum.

- áram operátor: $j = ev_F \sigma^z$
- A vektorpotenciál elhanyagolható ha $v_F e E_0 / \omega \ll \hbar \omega$, Zeeman tag dominál \Rightarrow adott p -re, Jaynes-Cummings Hamilton (kvantummechanika \Leftrightarrow harmónikus oszcillátor)
- numbers: $v_F = 10^5$ m/s, 1 mW lézer teljesítmény 1 mm²-re, $E_0 \approx 600$ V/m $\Rightarrow \omega \gg 0.5$ THz (távoli infravörös vagy látható tartomány)
- Floquet megoldás az állandósult állapotban: $\Psi_p(t) = \exp(-iE_\alpha(p)t)\Phi_\alpha(p, t)$, vagy $E_{n,\alpha}(p) = E_\alpha(p) + n\omega$, $\Phi_{n,\alpha}(p, t) = \Phi_\alpha(p, t) \exp(in\omega)$ (\sim Bloch téTEL az időtartományban>)

Floquet kvázienergia: $E_\alpha(p) = \frac{\omega}{2} + \alpha\lambda$, $\Phi_\alpha(p, t) = \frac{1}{\sqrt{2\lambda}} \begin{pmatrix} \sqrt{\lambda + \alpha(v_F p - \omega/2)} \\ \alpha \exp(i\omega t) \sqrt{\lambda - \alpha(v_F p - \omega/2)} \end{pmatrix}$,

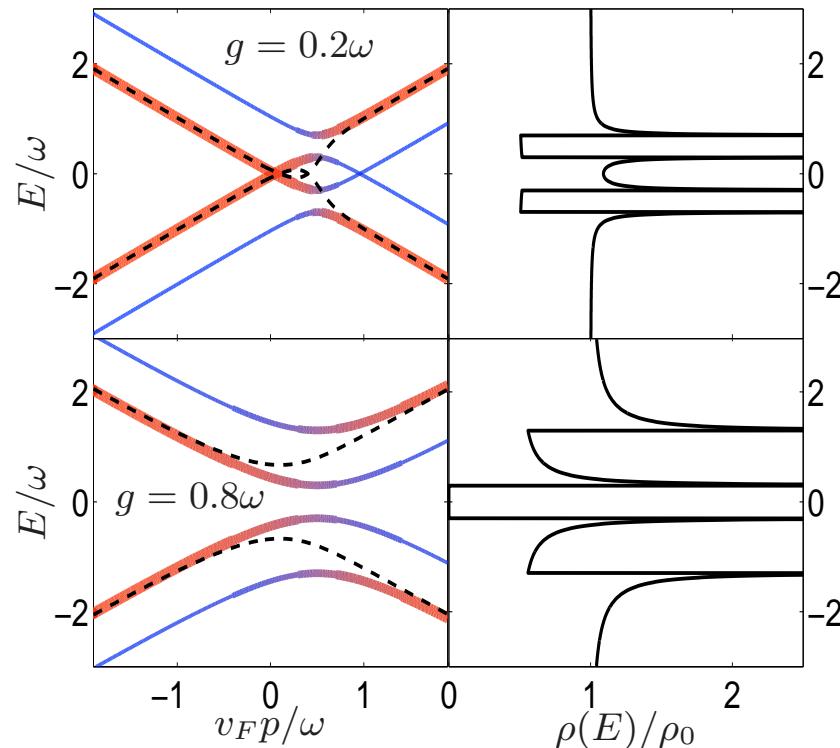
ahol $\alpha = \pm 1$, $\lambda = \sqrt{g^2 + (v_F p - \omega/2)^2}$;

Kvázienergia, átlagos energia, állapotsűrűség

Floquet állapot betöltöttsége: az átlagos energia egyértékű $\bar{E}_\alpha(p) = \frac{1}{T} \int_0^T dt \Psi_p^+(t) H \Psi_p(t)$

Gap-es Floquet spektrum a $|\omega| < 4g$ tartományban félíg töltés esetén \Leftrightarrow adiabatikus határeset

Gap nélküli spektrum $|\omega| > 4g$ -ra \Leftrightarrow nagy frekvenciás limesz, sávkeresztezés



Topologikus invariáns, elektramos áram

Chern szám az α sávra: $\mathcal{C}_\alpha = \frac{1}{2} \sum_p \int_0^T dt \hat{\mathbf{d}}_{\alpha,p}(t) \cdot \left(\partial_p \hat{\mathbf{d}}_{\alpha,p}(t) \times \partial_t \hat{\mathbf{d}}_{\alpha,p}(t) \right)$,

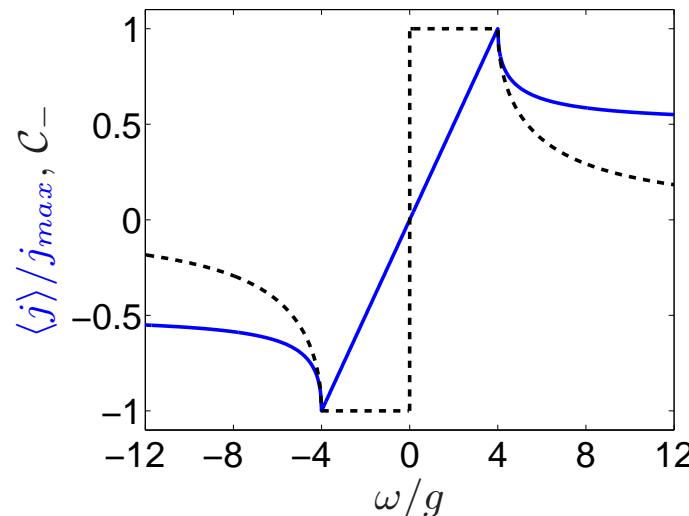
a leképezés foka, $(p, t) \rightarrow \hat{\mathbf{d}}_{\alpha,p}(t) = \Phi_\alpha^+(p, t) \boldsymbol{\sigma} \Phi_\alpha(p, t) = \alpha(g \cos \omega t, g \sin \omega t, v_F p - \omega/2)/\lambda$, az 1+1 dimenziós Brillouin zóna $((p, t))$ és az egységgömb között

Alacsony freki: $\mathcal{C}_\alpha = -\alpha \text{sign}(\omega)$, adiabatikus töltéspumpálás à la Thouless

Nagy freki: $\mathcal{C}_\alpha = -\alpha \text{sign}(\omega) \left(1 - \sum_{s=\pm 1} s \frac{\sqrt{2\omega\omega_s}}{\omega} \right) \rightarrow -\alpha 2g/\omega$ az $\omega \rightarrow \infty$ esetben.

$$\langle j \rangle = e\mathcal{C}_-/T$$

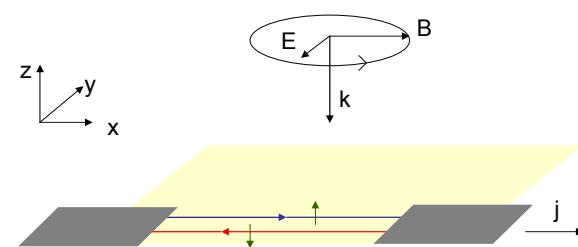
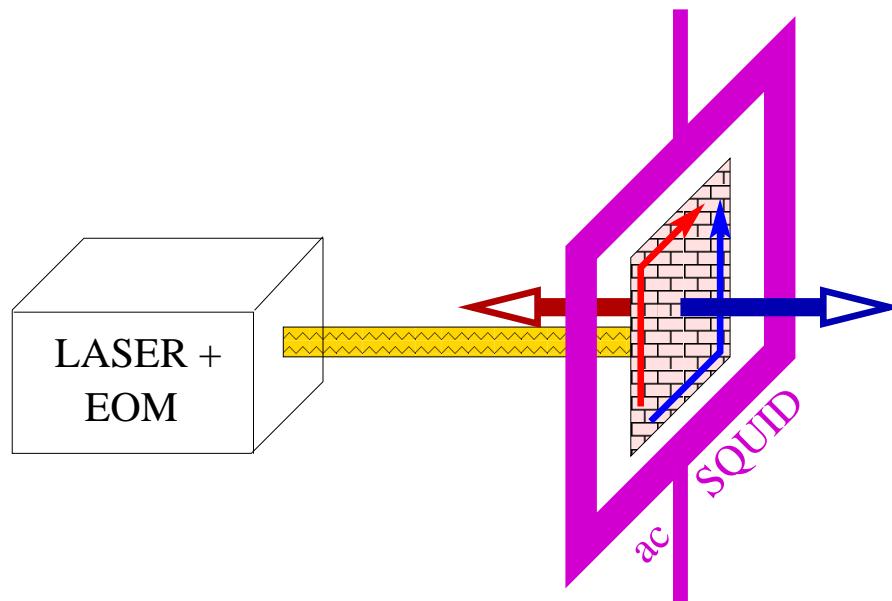
Disszipáció mentes töltés pumpálásból
a disszipatív fotoáramig.



Kísérleti következmények

Tipikusan a gyenge csatolás valósul meg $g \ll |\omega|$, fotoáram $\sim 0.1 - 10$ pA.

- Kontaktmentes mérés: köráram a minta szélén.
- Boit-Savart law: $B_{ind} = \mu_0 2\sqrt{2}\langle j \rangle / \pi L$ within the sample.
- $\langle j \rangle = 1$ pA és $L = 1$ esetén $B_{ind} = 1$ pT.



Összefoglalás

- Spin-Hall szigetelő EM térben: Zeeman tag dominál az pálya tag felett.
- Topológiai átalakulás adabatikus töltéspumpálás és disszipatív töltés transzport között.
- Csapdázott hideg atomi rendszerek: nincs vektorpotenciál, a teljes átalakulás követhető.
- SHI üregben, kvantált EM tér?