

### Ismétlés: Kvantum Hall-effektus (IQHE)

**Klasszikus Hall-effektus**

$V_H \sim B$   
 $R_H \sim B$   
 $R \sim \text{Konst}$

**Kvantum Hall-effektus** (von Klitzing 1980, MOSFET-ben)

$R_{xx}$  (k $\Omega$ )  
 $R_H$  (h/e<sup>2</sup>)

klasszikus viselkedés

$$R_{\text{Hall}} = \frac{h e^2}{j} = 25812.807 \text{ Ohms / integer}$$

2DEG-ből kialakított makroszkopikus méretű mintán nagy B térben, alacsony T-n

- >  $R_H$  lineáris B függése helyett platók jelentkeznek,
- >  $R_{xx}$  ilyenkor 0!
- > a platókon  $R_H$  kvantált, az ellenálláskvantum ( $h/e^2 = 2/G_0$ )
- >  $R_H$  független a minta alakjától, méretétől, anyagától
- >  $R_H$  kvantált értékeinek  $2 \cdot 10^{-7}$  a pontossága! ( $\rightarrow$  ellenállás standard)

### 2DEG B-térben, Landau-nívók

Kvantummechanikai leírásomban:

$$\left[ E_s + \frac{(p_x + eBy)^2}{2m} + \frac{p_y^2}{2m} \right] \psi(x, y) = E \psi(x, y)$$

szeparálható az x, y irányú rész  $\psi = \varphi(x) \cdot \chi(y) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ikx} \chi(y)$

$$\left[ E_s + \frac{(\hbar k + eBy)^2}{2m} + \frac{p_y^2}{2m} \right] \chi(y) = E \chi(y)$$

y irányban harmonikus oszcillátor problémához jutunk:

$$\left[ E_s + \frac{p_y^2}{2m} + \frac{1}{2} m \omega_c^2 (y + y_k)^2 \right] \chi(y) = E \chi(y)$$

Energia sajátértéke és s. függvényei az n. Landau-nívónak:

$E(n, k) = E_s + \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c$

 $|n, k\rangle = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ikx} \cdot u_n(y - y_k)$ 

ahol  $u_n(y)$  a harmonikus oszcillátor probléma n. saját-függvénye,  $E_s$  egyenlőre egy konstans,

$y_k = \frac{\hbar k}{eB}, \quad \omega_c = \frac{|e| \hbar B}{m}$

$B = \nabla \times A$   
Landau-mérték:  
 $A = \begin{pmatrix} -B \cdot y \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$

**Landau- nívók (LL) diszperziója**

$E(n, k)$

4 LL3  
3 LL2  
2 LL1  
1 LL0

k

Kvantummechanikai leírás mód érvényessége:  
LL kiszélesedése kicsi  $\cong$  e sokszor végig tudja járja a ciklotron pályát két szórás között

$$\hbar \omega_c \gg \frac{\hbar}{\tau} \Leftrightarrow B \gg \frac{1}{\mu} \quad \mu = \frac{e\tau}{m}$$

- k meghatározza a hullámfüggvény y irányú helyzetét ( $y_k$ -t)
- $E(n, k)$  független k-tól  $\rightarrow$  Landau-nívók degeneráltak

a degeneráció foka:  $N_{LL} = 2\Phi/\Phi_0$ ,  $\Phi = B \cdot L_x \cdot L_y$  a mintát érő mágneses fluxus,  $\Phi_0 = h/e$  a fluxus kvantum

### Minta széleinek a szerepe

Vegyük figyelembe, hogy a mintának véges a szélessége,  $E_s(y)$  bezáró potenciál alkalmazásával:

$$\left[ E_s(y) + \frac{(p_x + eBy)^2}{2m} + \frac{p_y^2}{2m} \right] \psi(x, y) = E\psi(x, y)$$

Potenciál hatását perturbációként kezelve:

$$E(n, k) = \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \langle n, k | E_s(y) | n, k \rangle$$

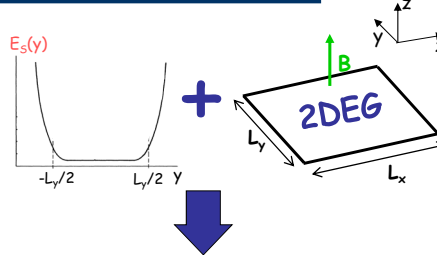
$|n, k\rangle = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ikx} \cdot u_n(y - y_k)$  ahol

$$u_n(y) = e^{-i(y/\Delta y)^2} \cdot H_n(y/\Delta y) \text{ és } \Delta y = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_c}}$$

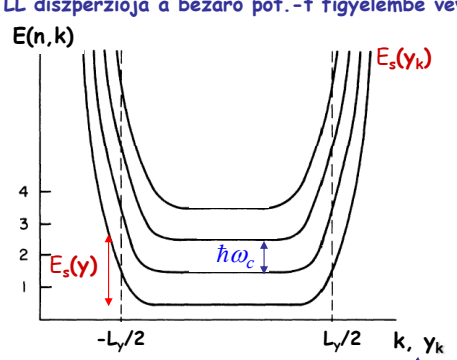
→  $|n, k\rangle$  sajátfüggvény  $y_k$ -nak  $\Delta y$  környezetébe van lokalizálva → jó közelítés:

$$E(n, k) = \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + E_s(y_k)$$

mivel  $y_k = \frac{\hbar k}{eB}$  → a minta szélein jelentkező bezáró potenciál hatására a Landau-nívók energiája függ  $k$ -től.



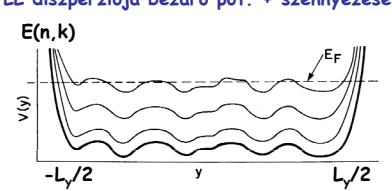
LL diszperziója a bezáró pot.-t figyelembe véve



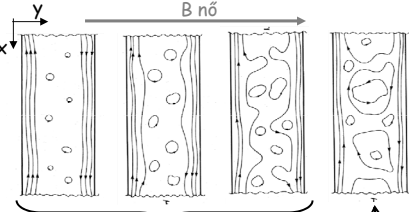
k: x irányú hullámszám ↔  $y_k$ : y irányú helyzet

### Rendezetlenség szerepe

**LL diszperziója bezáró pot. + szennyezések**



**$E_F$  energián lévő e-k mozgása**  
mikor  $E_F$  az egyik LL középehez tart



minta szélén vezető élállapotok, a minta belsejében lokalizált e áll.-k

Ha  $E_F$  a LL középere kerül az ekvipotenciális felület mentén az e átszóródhat az egyik oldalról a másikra, a minta belsejére kiterjedt áll.-kon keresztül

Eddig a minta belsejét ideális 2DEG-nak tekintettük. Most vegyük figyelembe a **szennyezések hatását**:  $E_s(y)$ -hoz adjunk hozzá a minta felületén (x-y síkban) véletlenszerűen oszcilláló járulékokat (szennyezők potenciálja)

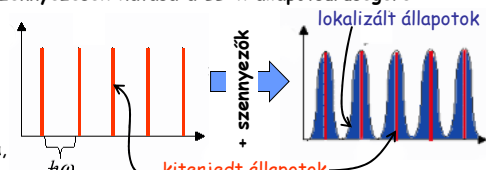
→ Élállapotok jelenlétét ez nem befolyásolja

→ **Minta belsejének elektronjaira** lényeges hatással van:

- szennyező potenciálban az e-k a B térre merőleges ekvipotenciális felületek mentén mozognak (kváziklasszikus kép) → nagy részük zárt pályákra **lokalizálódnak**, amik nem képesek visszaszórni
- Landau-nívók kiszélesednek

Lokalizált elektron állapotok feltöltése közben nincs visszaszórás → **Kvantált Hall-állapot  $\nu = \text{egész érték}$  környezetében is stabilizálódnak** → Kvantum Hall-platók kiszélesednek

**Szennyezések hatása a LL-k állapotsűrűségére**



## Rendezetlenség szerepe

Szennyezőknek kettős szerepük van QHE-ra, rombolják és stabilizálják is egyszerre:

- ha a szennyező koncentráció túl nagy ( $B \sim 1/\mu$ ) QHE eltűnik. QHE részletes vizsgálatához nagy tisztaságú 2DEG-t kellett előállítani: epitaxiálisan növesztett GaAs/AlGaAs heteroátmenet +  $\delta$ -dópolás (modulált-dópolás) tette lehetővé a nagy mobilitást
- másrésztől szennyezések által lokalizált állapotok stabilizálják a QH-platókat. A minta tökéletlensége teszi lehetővé, hogy  $R_H = h/e^2$  legyen a létező legpontosabb ellenállás standard. A minta tisztaságának növelésével a QH-platók egyre vékonyabbak lesznek.

**Egészszámú Kvantum Hall-Effektust (IQHE) egyrészeszkés képben sikerült megmagyarázni:**

- delokalizált elektronokat tartalmazó Landau-nívók teljes betöltöttsége esetén
- az éllálokatokon keresztüli visszashórás mentes transzmisszióval, és
- rendezetlenség által lokalizált belső elektronállapotokkal

Mi történik, ha tovább csökkentjük a rendezetlenséget?

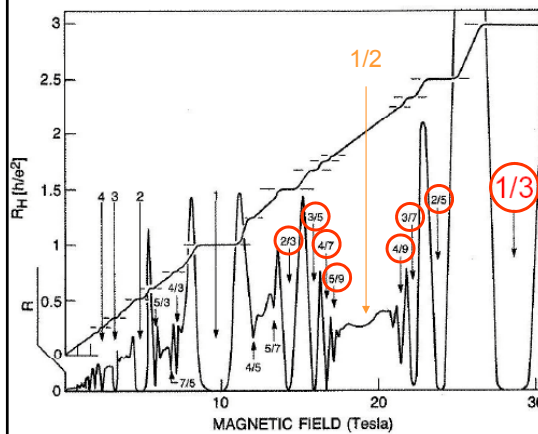
ha a kiterjedt elektron állapotok Landau-sávja csak részlegesen töltött (pl.:  $\nu < 1$ )?

Várakozás: A Landau-nívó degenerált állapotai közül az elektronok korreláltak fognak néhányat betölteni, elektron-elektron kölcsönhatásnak szerepe lesz (pl. Wigner-kristály)

(IQH-állapotban a Landau-nívók kiterjedt állapotai teljesen töltöttek  $\rightarrow$  összenyomhatatlan e gáz, e-e kölcsönhatásnak nincs lényeges szerepe)

## Törtszámú Kvantum Hall-effektus (FQHE)

**Törtszámú (Fractional) QHE** (D. Tsui, H. Stormer 1981.)



$\delta$ -dópolat GaAs/AlGaAs heteróstruktúra  
nagy mobilitás  $\mu = 0.9 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{V}$  (1981)  
 $\mu = 310 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{V}$  (2004)  
még nagyobb B tér

Mérések:

> IQH-platók  $\nu =$  egész értékeknél szűkültek nagy  $\mu \rightarrow$  kevesebb lokalizált állapot

> Újabb Hall-platók jelennek meg **frakcionális betöltési számok ( $\nu$ ) esetén:**

- platókhoz ugyancsak zérus négy pont ellenállás tartozik ( $R_{xx}$ ),
- a platók Hall-ellenállása IQHE-hoz hasonló pontossággal egyenlő  $R_H = \frac{h}{e^2} \cdot \frac{1}{\nu}$  értékekkel
- a legmarkánsabb FQHE mutató betöltési számok:  $\nu = p/(1+2p)$   $1-\nu = p/(1+2p)$  írhatóak le.

$$R_H = \frac{h}{e^2} \cdot \frac{1}{\nu}$$

$$R_{xx} = 0$$

$$\nu = \frac{p}{q}, \quad p, q \in \mathbb{Z}$$

### Chern-Simon (CS) transzformáció, Kompozit részecskék

egyszerű részecskék bonyolult soktest problémáját CS transzf. bonyolult részecskék könnyebb, egyrészecskés problémájára visszavezetni

2Dim kölcsönható elektronok Hamilton problémája:  $H\Psi = E\Psi$   $H = \frac{1}{2m} \sum_i (\vec{p}_i - e\vec{A}(\vec{r}_i))^2 + \frac{1}{2} \sum_{ij} \frac{e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}$   
 (téropérátora:  $\hat{\Psi}(\vec{r}) = \sum_k a_k \varphi_k(\vec{r})$ )

Def: **a kompozit részecskék téropérátora**  $\hat{\chi}(\vec{r}) \equiv \hat{\Psi}(\vec{r}) \cdot \exp\left(i \cdot \tilde{\Phi} \cdot \int d^2 r' \arg(\vec{r} - \vec{r}') \cdot \rho(\vec{r}')\right)$

ahol  $\arg(x) \times$  tengellyel bezárt szög:  $\arg(\vec{r}) = \arctan(y/x)$ ,  $\vec{r} = (x,y)$ ;  $\rho$  az elektron sűrűség;  $\tilde{\Phi}$  pedig egész szám.  
 Ha  $\tilde{\Phi}$  páratlan  $\chi$  bozonokat ír le, ha  $\tilde{\Phi}$  páros  $\chi$  fermionokat ír le.

A két téropérátör és így az egyrészecskés hullámfüggvények ( $\varphi_k$ ) között egy fázisfaktor a különbség  $\rightarrow$  CS transzformáció egy mérték transzformáció. Mérték transzformáció hatására  $A$  és  $\varphi_k$  is változik:  
 $\vec{A}' = \vec{A} + \nabla \Lambda$   $\varphi'_k = \exp\left(\frac{i}{\hbar} q \Lambda\right) \cdot \varphi_k$ , ha ( $q = -e$ ) a CS transzformációhoz tartozó  $\Lambda = \frac{-1}{2\pi} \frac{\hbar}{e} \tilde{\Phi} \int d^2 r' \arg(\vec{r} - \vec{r}') \cdot \rho(\vec{r}')$   
 $\Lambda$  által generált vektorpotenciál:  $\vec{a} = \nabla \Lambda = \dots = \frac{-1}{2\pi} \int d^2 r' \cdot \Phi_0 \tilde{\Phi} \cdot \rho(\vec{r}') \cdot \hat{z} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2}$ , ahol  $\hat{z}$  a z irányú egységvektor

$\vec{a}$  vektorpotenciál szingularitása miatt van mágneses tér járuléka ( $\vec{b}$ ):  $\vec{b} = \nabla \times \vec{a}$

$\vec{b}$  -t könnyen meghatározhatjuk, az alábbi analógia alapján:  $\vec{b} = \nabla \times \vec{a} \Leftrightarrow \mu_0 \vec{j} = \nabla \times \vec{B}$

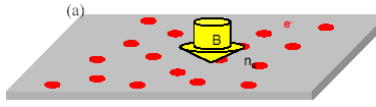
A hosszú egyenes vezető B terének analógiája alapján a CS transzformáció által generált extra B tér:  $\vec{b}(\vec{r}) = -\Phi_0 \tilde{\Phi} \cdot \hat{z} \cdot \rho(\vec{r})$   $\vec{j} = I \cdot \delta^2(\vec{r}) \cdot \hat{z}$  z irányba I áramot vivő infinitezimális vékony vezető B tere:

**Kompozit részecskék által érzett mágneses tér:**

$\Psi \rightarrow \chi \quad \vec{B}(\vec{r}) \rightarrow \vec{B}'(\vec{r}) = \vec{B}(\vec{r}) - \Phi_0 \tilde{\Phi} \cdot \hat{z} \cdot \rho(\vec{r})$

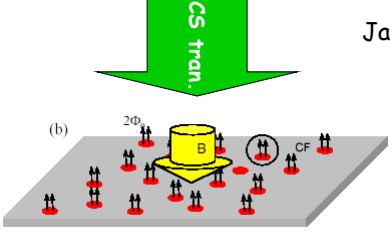
$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{2\pi} \int d^2 r' \cdot I \cdot \delta^2(\vec{r}') \cdot \hat{z} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2}$

### Chern-Simon (CS) transzformáció, Kompozit részecskék



(a) Elektronok B mágneses térben

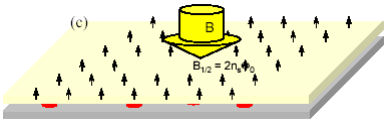
Jain (1989)



(b) Kompozit részecskék

$\vec{B} - \Phi_0 \tilde{\Phi} \cdot \hat{z} \cdot \rho(\vec{r})$  mágneses térben  $\rightarrow$   
 minden e helyén  $\Phi_0 \tilde{\Phi}$ -val csökken a mágneses tér fluxusa  $\rightarrow$   
 CS transz-val legyártott kompozit részecskét definiáljuk:

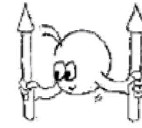
**Kompozit részecske  $\equiv$  elektron + hozzá kötődő  $\tilde{\Phi}$  darab mágneses fluxuskvantum**



(c) Átlagtér (Hartee) közelítés:

$\vec{B} - \Phi_0 \tilde{\Phi} \cdot \hat{z} \cdot \langle \rho(\vec{r}) \rangle = \vec{B} - \Phi_0 \tilde{\Phi} \cdot \hat{z} \cdot n$   
 a kompozit részecskék kisebb B teret éreznek  
 (n a minta elektron sűrűsége)

### Kompozit fermionok (CF)



**Kompozit fermion (CF) = elektron + két fluxuskvantum, ( $\tilde{\Phi} = 2$ ) =**

Kompozit fermionok csökkentett külső mágneses teret éreznek, mekkora a CF-k Landau-szintjeinek (CFLL) a betöltöttsége ( $\nu'$ ) az általuk érzett  $B'$  térben?

Betöltési szám:  $\nu = \frac{N}{N_{LLs}} = \frac{N}{\Phi/\Phi_0} = \frac{N}{BA/\Phi_0} = \Phi_0 \frac{n}{B}$  behelyettesítve  $B' = B - \tilde{\Phi}\Phi_0 n$

$\nu' = \Phi_0 \frac{n}{B'} = \Phi_0 \frac{n}{B - \tilde{\Phi}\Phi_0 n}$   $\nu'$ -t fejezzük ki az e-k betöltési számával:  $\frac{1}{\nu'} = \frac{1}{\nu} - \tilde{\Phi}$

CS transzformáció eredménye: egy  $\nu$  betöltési számú elektron rendszer ekvivalens egy  $\nu'$  betöltési számú kompozit fermion rendszerrel,  $\nu$  és  $\nu'$  kapcsolata:

$$\nu = \frac{\nu'}{1 + \tilde{\Phi}\nu'}, \quad \tilde{\Phi} = 2$$

Mire képezi CS trafó a FQHE mutató elektron rendszert?

$\nu$	$\nu'$
1/3	1
2/5	2
3/7	3
$p/(1+2p)$	$p$
1/2	$\infty$

**Teljesen töltött kompozit fermion Landau-nívókra!**

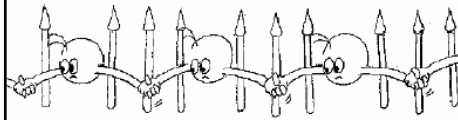
Teljesen töltött CFLL-k esetén a kompozit fermionok IQHE mutatnak, Hall-platókkal és zérus longitudinális ellenállással. A teljesen betöltött szintek miatt az egyrészecskés kép alkalmazható CF leírására, CF-CF kölcsönhatás elhagyható (hasonlóan elektronok IQHE-hoz).

( $1-\nu=p/(1+2p)$  FQH állapotok  $\nu=p/(1+2p)$  párijai csak e-k helyett lyukakra alkalmazva CS transzformációt)

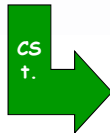
### Kompozit fermionok



Pl.:  $\nu = 1/3$  állapot



degenerált állapot: e - e kölcsönhatásnak lényeges szerepe van



nincs degeneráció, teljesen töltött a sáv: a CF - CF kölcsönhatást elhanyagolhatjuk



(E-E korrelációkat CF objektum tartalmazza: e-hoz csatolt fluxusok „távol tartják” a többi elektront)

FQHE megmagyarázható a kompozit fermionok bevezetésével. Kérdés :ezek a részecskék jó leírását adják-e a 2D elektron rendszer nagy B térű viselkedésének? → Ellenőrizzük a CF elmélet további predikcióit:

Érdekes kompozit fermion problémát szolgáltat  $\nu = \frac{1}{2}$  betöltés:

$\nu = \frac{1}{2} \rightarrow \nu' = \infty$  ez a  $B' = 0$ , **mágneses tér mentes kompozit fermionokra** vezet

### Kompozit fermionok $\nu=0$ térben ( $\nu=\frac{1}{2}$ )

$\nu = \frac{1}{2}$  esetén az elektronokat a több Teslács mágneses tér (klasszikusan) körpályákra kényszeríti, (qm) a legalsó LL-re szorulnak; ebben a térben az elmélet alapján: a CF-knak (klasszikusan) a B tértől függetlenül egyenes vonalú mozgást kellene végezniük, (qm) a CF-knak a szabad fermion problémának megfelelően Fermi-gömbön belül kell elhelyezkedniük.

A CF-k Fermi-hullámszáma:  $k_F' = \sqrt{4\pi \cdot n} = k_F / \sqrt{2}$ , mivel  $\nu < 1$ , így csak  $\downarrow$  spin irányú e-kból születtek a CF-k.

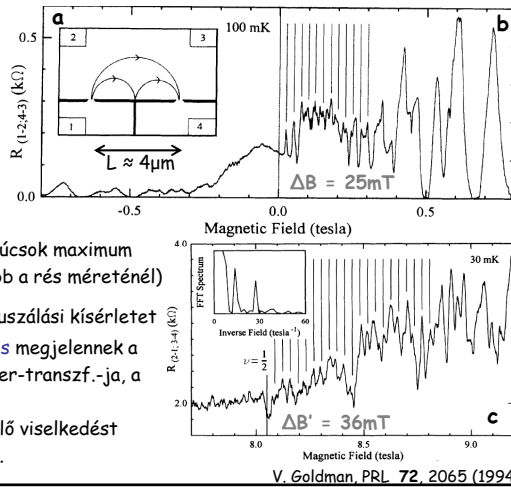
#### CF detektálás mágneses fókuszálással

A CF-k megfigyelhetővé válnak, pl. ha  $\nu = \frac{1}{2}$ -ről egy kicsit elhanyagoljuk B teret  $\rightarrow$  a CF-nak úgy kell viselkedni, mint elektronoknak kis B térben: forgás  $R = \hbar k_F' / eB$  sugarú ciklotron pályán.

Mágneses fókuszálás: áram (I) 1. kontaktusból 2-ba B térben, V mérése 3-4 között (a ábra). Ha  $2jR = L$  (j egész)  $\rightarrow R_{1-2,4-3} = V/I$  csúcsot mutat

Fókuszálási csúcsok távolsága:  $\Delta B = 2 \hbar k_F' / eL$ , (csúcsok maximum akkora B térig tapasztalhatóak, ameddig  $2R$  kisebb a rés méreténél)

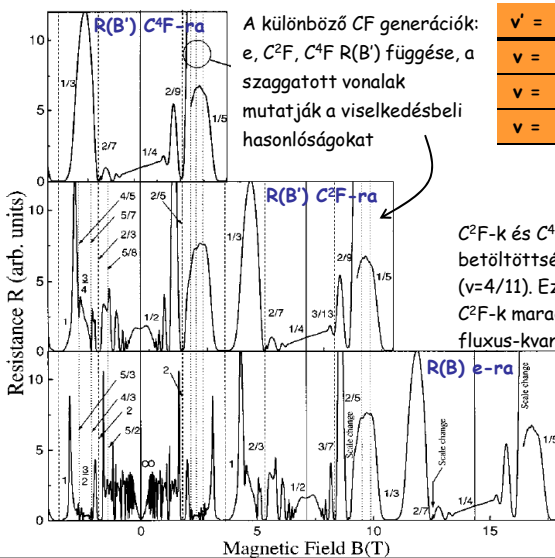
- b ábra mutatja B=0 környékén e-kra végzet fókuszálási kísérletet
- c ábra  $\nu=0$  környékén CF-k fókuszálása, ebben is megjelennek a fókuszálási csúcsok! Az inset a kapott  $R(B)$  Fourier-transzf.-ja, a  $\Delta B'$  periodicitást mutató csúcsokkal
- $\Delta B' = \Delta B \cdot \sqrt{2} \rightarrow k_F' = k_F / \sqrt{2}$  a CF képnak megfelelő viselkedést látunk. Egyéb kísérletek is igazolták a CF-k létét.



V. Goldman, PRL 72, 2065 (1994)

### További Kompozit fermion generációk

A legrobosztusabb FQHE mutató betöltéseket a  $\tilde{\Phi} = 2$  tartozó kompozit fermionok jól magyarázták. A minták további tökéletesítésével, rendezetlenség csökkentésével újabb FQHE adó betöltési szám sorozatok váltak láthatóvá, amik a kompozit fermionok újabb generációjának IQHE-val magyarázhatóak:

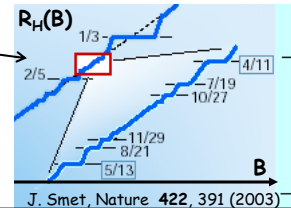


A különböző CF generációk:  $e, C^2F, C^4F$   $R(B)$  függése, a szaggatott vonalak mutatják a viselkedésbeli hasonlóságokat

$\nu'$	1	2	$\infty$	CF generációk
$\nu$	1	2	$\infty$	$e^-$
$\nu$	1/3	2/5	1/2	$C^2F = e^- + 2\Phi_0$
$\nu$	1/5	2/9	1/4	$C^4F = e^- + 4\Phi_0$

$R(B)$  és  $R_H(B)$  önhasonlósága a CF kép helyességét igazolja!

$C^2F$ -k és  $C^4F$ -k együtt is tudnak létezni: ha a  $C^2F$ -k betöltöttsége pl.:  $\nu = 1 + 1/3$ , FQHE ekkor is tapasztalható ( $\nu = 4/11$ ). Ez úgy magyarázható, hogy a töltött  $C^2F$  LL-ban  $C^2F$ -k maradnak, míg a részlegesen töltöttben  $C^2F$ -k 2 fluxus-quantumot magukhoz kötve  $C^4F$ -ket hoznak létre.



J. Smet, Nature 422, 391 (2003)

### Sörétzaj egycsatornás kvantumvezetékben

$\mu_L - \mu_R = eV$

Betöltési számok várható értékei:  
 $\langle n_{L,k+} \rangle = f_L, \langle n_{R,k-} \rangle = f_R$   
 $\langle n_{L,k-} \rangle = R_1 \cdot f_L + T_1 \cdot f_R, \langle n_{R,k+} \rangle = T_1 \cdot f_L + R_1 \cdot f_R$   
 $\langle n_{L,k+} \cdot n_{L,k-} \rangle = R_1 \cdot f_L + T_1 \cdot f_L \cdot f_R$

Az áram:  
 $I = \frac{2e}{L} \sum_k v_k (n_{L,k+} - n_{L,k-})$

Az áram szórásnégyszete:  
 $\langle (\Delta I)^2 \rangle = \frac{4e^2}{L^2} \sum_{k,k'} v_k v_{k'} [\langle \Delta n_{L,k} \Delta n_{L,k'} \rangle - \langle \Delta n_{L,k} \rangle \langle \Delta n_{L,k'} \rangle]$

Különböző hullámszámú állapotok nem tudnak egymásba szóródni, így a betöltési számok korrelálatlan:  
 $\langle \Delta n_{L,k} \Delta n_{L,k'} \rangle = \langle \Delta n_{L,k} \rangle \langle \Delta n_{L,k'} \rangle + \delta_{k,k'} [\langle (\Delta n_{L,k})^2 \rangle - \langle \Delta n_{L,k} \rangle^2]$

Így:  $\langle (\Delta I)^2 \rangle = \frac{4e^2}{L^2} \sum_k v_k^2 [\langle (\Delta n_{L,k})^2 \rangle - \langle \Delta n_{L,k} \rangle^2] = \frac{4e^2}{L^2} \frac{L}{2\pi} \int \frac{dk v_k}{dE} v_k [\langle (\Delta n_{L,k})^2 \rangle - \langle \Delta n_{L,k} \rangle^2] \approx \frac{4e^2}{h} \frac{v_F}{L} \int dE [\langle (\Delta n_L(E))^2 \rangle - \langle \Delta n_L(E) \rangle^2]$

$\langle (\Delta n_{L,k})^2 \rangle - \langle \Delta n_{L,k} \rangle^2 \sim \frac{\langle n_{L,k+}^2 \rangle + \langle n_{L,k-}^2 \rangle - \langle 2n_{L,k+} n_{L,k-} \rangle - \langle n_{L,k+} - n_{L,k-} \rangle^2}{T_1(f_L + f_R)}$

$= \frac{f_L + R_1 f_L + T_1 f_R - 2R_1 f_L - 2T_1 f_L f_R - T_1^2 (f_L - f_R)^2}{T_1(f_L + f_R)} = \dots = T_1 [f_L(1-f_L) + f_R(1-f_R)] + T_1(1-T_1)(f_L - f_R)^2$

Szükséges integrálok:  
 $\int dE (f_L - f_R)^2 = -2k_B T + eV \coth\left(\frac{eV}{2k_B T}\right)$   
 $\int dE f(1-f) = k_B T$

Így:  $\langle (\Delta I)^2 \rangle = \frac{v_F}{L} \frac{4e^2}{h} \left[ 2k_B T \cdot T_1^2 + eV \coth\left(\frac{eV}{2k_B T}\right) \cdot T_1(1-T_1) \right]$

$\tau_c$ : a nanovezeték ennyi idő alatt halad át az elektron, ennél hosszabb időskálán nem lehet korreláció az áramban.

Egyszerű modell: Gauss típusú korrelációs fv.:

$\langle (\Delta I)^2 \rangle = \int_0^\infty df S(f) \sim \frac{S(f=0)}{\tau_c}$

$S(f=0) = \frac{4e^2}{h} \left[ 2k_B T \cdot T_1^2 + eV \coth\left(\frac{eV}{2k_B T}\right) \cdot T_1(1-T_1) \right]$

Pontos együtttható részletes időfüggő számolásból

### CF-k által szállított töltés mérése

**CF-k vezetőképesség kvantáltsága:**  
 eltérést látunk az e-nál megszokottól,  
 1. csatorna  $G=1/3G_0$  1.+2. csat:  $G=2/5G_0$

Miközben egy CF áthalad a QPC-n átviszi a saját elektronjának a töltését (e), ugyanakkor a fluxuskvantumjai a QPC történéő átjutással generálni fognak egy ellentétes irány töltés áramot. Ennek eredményeképpen a CF által szállított töltés e-től különbözik:

$$q = e - \int dt \cdot g \frac{d\Phi}{dt} = e - g \cdot 2\Phi_0$$

pl: 1 nyitott csatornára  $g = 1/3G_0 \rightarrow q = 1/3e$   
 2 nyitott csatornára  $g = 2/5G_0 \rightarrow q = 1/5e$   
 az elektron töltésének tört része lehet.

A shot-noise mérésekben az első ill. második csatornára ezen szállított tört töltések értékei láthatóak:

de Picot, cond-mat/982221 (1998)  
 M. Reznikov, Nature 399, 238 (1999)