

Šviesos sukurti abeliniai ir neabeliniai kalibruotiniai potencialai labai šaltų atomų dujose

Julius Ruseckas

Vilniaus universiteto Teorinės fizikos ir astronomijos institutas, Lietuva
Fachbereich Physik der Technischen Universität Kaiserslautern, Vokietija

Sausio 04, 2006

- 1 Motyvacija
- 2 Kai kurie adiabatinės aproksimacijos aspektai
- 3 Abeliniai efektyvieji potencialai Λ -tipo atomams
 - naudojant šviesos pluoštus su orbitiniu judesio keikio momentu
 - naudojant priešpriešais sklindančius šviesos pluoštus
- 4 Neabeliniai efektyvieji potencialai tripodo konfigūracijoje

Kam reikia efektyviojo magnetinio lauko atomams?

Atomo fizika \iff Kietojo kūno fizika:

- Išsigimusios Fermi dujos \iff Elektronai kristaluose
- Atomai optinėse gardelėse

Šaltų atomų dujų pranašumai ir trūkumai

- **Pranašumas:** Lengvai keičiami sistemos parametrai, kuriuos kietojo kūno fizikoje ne visada galima pakeisti.
- **Trūkumas:** Atomai yra elektriškai neutralios dalelės. Nėra tiesioginės analogijos su elektronų kristaluose magnetinėmis savybėmis.

Efektyviojo magnetinio lauko šaltiems atomams sukūrimo būdai

- **Sukimas** — įprastas metodas efektyviajam magnetiniam laukui sukurti
 - Pastovus efektyvusis magnetinis laukas $B_{\text{eff}} \sim \Omega$
 - Gaudyklės dažnis $\omega_{\text{eff}} = \omega - \Omega$
 - Efektyvusis magnetinis laukas veikia visus atomus vienodai
- **Optinės gardelės** turinčios atomų šuolių tarp mazgų asimetriją
 - D. Jaksch and P. Zoller, New J. Phys. **5**, 56 (2003)
 - E. Mueller, Phys. Rev. A **70**, 04163(R) (2004)
 - A. S. Sørensen, E. Demler, and M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett. **94**, 086803 (2005)
- **Neabeliniai** efektyvieji kalibruotiniai potencialai optinėse gardelėse
 - K. Osterloh, M. Baig, L. Santos, P. Zoller, and M. Lewenstein, Phys. Rev. Lett. **95**, 010403 (2005)

Mūsų darbas: dar vienas efektyviųjų potencialų sukūrimo metodas

Efektyvieji kalibruotiniai potencialai gali būti sukurti naudojant šviesos pluoštus su santykinu orbitiniu judesio kiekio momentu elektromagnetiškai sukkelto praskaidrėjimo (EIT) konfigūracijoje.

Privalumai

- Nereikia sukti gaudyklės
- Nereikia optinės gardelės

- G. Juzeliūnas and P. Öhberg, Phys. Rev. Lett. **93**, 033602 (2004)
- G. Juzeliūnas, P. Öhberg, J. Ruseckas, and A. Klein Phys. Rev. A **71**, 053614 (2005)
- J. Ruseckas, G. Juzeliūnas, P. Öhberg, and M. Fleischhauer Phys. Rev. Lett. **95**, 010404 (2005)
- P. Öhberg, G. Juzeliūnas, J. Ruseckas, and M. Fleischhauer, Phys. Rev. A **72**, 053632 (2005).
- G. Juzeliūnas, J. Ruseckas, and P. Öhberg, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **38**, 4171 (2005).

- Pilnas atominis hamiltonianas

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2M} + \hat{V}(\mathbf{r}) + \hat{H}_0(\mathbf{r}, t).$$

- $\hat{H}_0(\mathbf{r}, t)$ — elektroninių (**greitų**) laisvės laipsnių hamiltonianas,
- $\hat{p}^2/2M + \hat{V}(\mathbf{r})$ — masės centro laisvės laipsnių (**lėtų**) hamiltonianas
- $\hat{V}(\mathbf{r})$ — gaudyklės potencialas.
- $\hat{H}_0(\mathbf{r}, t)$ turi tikrines funkcijas $|\chi_n(\mathbf{r}, t)\rangle$ su tikrinėmis vertėmis $\varepsilon(\mathbf{r}, t)$.
- Pilna atominė banginė funkcija

$$|\Phi\rangle = \sum_n \Psi_n(\mathbf{r}, t) |\chi_n(\mathbf{r}, t)\rangle.$$

Adiabatinė aproksimacija

Ištačius į Schrödinger'io lygtį $i\hbar\partial/\partial t|\Phi\rangle = \hat{H}|\Phi\rangle$, lygtis koeficientams $\Psi_n(\mathbf{r}, t)$ gali būti užrašyta pavidalu

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi = \left[\frac{1}{2M}(-i\hbar\nabla - \mathbf{A})^2 + V + \dot{\beta} \right] \Psi,$$

kur

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \dots \\ \Psi_n \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{A}_{n,n'} = i\hbar\langle\chi_n(\mathbf{r}, t)|\nabla\chi_{n'}(\mathbf{r}, t)\rangle,$$

$$V_{n,n'} = \varepsilon(\mathbf{r}, t)\delta_{n,n'} + \langle\chi_n(\mathbf{r}, t)|\hat{V}(\mathbf{r})|\chi_{n'}(\mathbf{r}, t)\rangle,$$

$$\beta_{n,n'} = -i\hbar \int dt \langle\chi_n(\mathbf{r}, t)|\frac{\partial}{\partial t}\chi_{n'}(\mathbf{r}, t)\rangle.$$

Neišsigimusios būsenos

Pirmoji būsena yra gerai atskirta nuo likusių. Nediagonalinių elementų galima nepaisyti.

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_1 = \left[\frac{1}{2M} (-i\hbar \nabla - \mathbf{A})^2 + V + \phi \right] \Psi_1,$$

kur

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_{1,1},$$

$$V = V_{1,1},$$

$$\phi = \frac{1}{2M} \sum_{n \neq 1} \mathbf{A}_{1,n} \cdot \mathbf{A}_{n,1} + \dot{\beta}_{1,1}.$$

Išsigimusios būsenos

Pirmosios q adiabatinės būsenos yra išsigimusios, jas atitinkantys energijos lygmenys yra gerai atskirti nuo likusių $N - q$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\Psi} = \left[\frac{1}{2M} (-i\hbar \nabla - \mathbf{A})^2 + V + \phi \right] \tilde{\Psi},$$

kur \mathbf{A} ir V yra $q \times q$ matricos,

$$\phi_{n,n'} = \frac{1}{2M} \sum_{m=q+1}^N \mathbf{A}_{n,m} \cdot \mathbf{A}_{m,n'} + \dot{\beta}_{n,n'}.$$

Efektyvusis vektorinis potencialas \mathbf{A} yra vadinamas **Berry sietimi** (Berry connection).

Neišsigimusios būsenos

Turime laisvę pasirenkant adiabatinės būsenos fazę

$$|\chi_n(\mathbf{r}, t)\rangle \rightarrow e^{-\frac{i}{\hbar} u_n(\mathbf{r}, t)} |\chi_n(\mathbf{r}, t)\rangle.$$

Potencialų transformacija

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla u_1,$$

$$\phi \rightarrow \phi - \frac{\partial}{\partial t} u_1.$$

Išsigimusios būsenos

Adiabatinė bazė gali būti pakeista lokalia unitarine transformacija $U(\mathbf{r}, t)$

$$\tilde{\Psi} \rightarrow U(\mathbf{r}, t)\tilde{\Psi}.$$

Potencialų transformacija

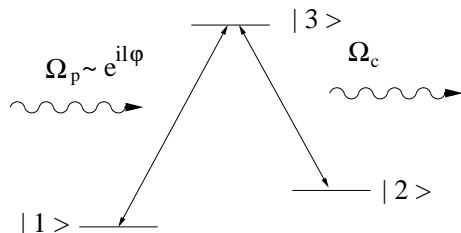
$$\mathbf{A} \rightarrow U\mathbf{A}U^\dagger - i\hbar(\nabla U)U^\dagger,$$

$$\phi \rightarrow U\phi U^\dagger + i\hbar\frac{\partial U}{\partial t}U^\dagger.$$

Berry sietis \mathbf{A} yra susijusi su kreiviu (curvature) \mathbf{B} lygybėmis

$$B_i = \frac{1}{2}\epsilon_{ikl}F_{kl}, \quad F_{kl} = \partial_k A_l - \partial_l A_k - \frac{i}{\hbar}[A_k, A_l].$$

Λ -tipo atomai



Tamsi būseną

$$|D\rangle \sim \Omega_c|1\rangle - \Omega_p|2\rangle$$

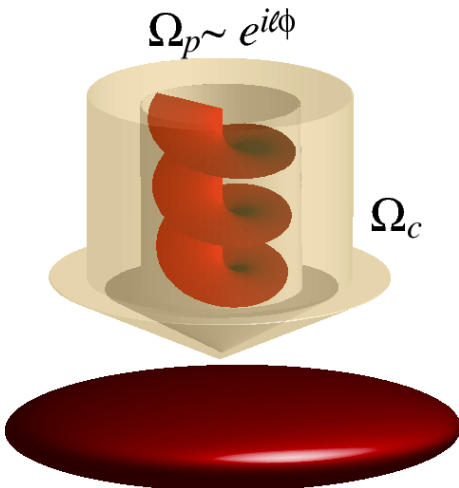
Destruktyvi interferencija,
išnyksta sugertis — **EIT**

Zonduojantis (probe) pluoštas:

$$\Omega_p = \mu_{13}E_p$$

Kontrolinis (control) pluoštas:

$$\Omega_c = \mu_{23}E_c$$



Šviesos sūkurys

Šviesos sūkurys — šviesos pluoštas su faze

$$e^{ikz+il\varphi},$$

kur φ yra azimutinis kampas, l — winding number.

Šviesos sūkuriai turi **orbitinį judesio kiekio momentą** (OAM) išilgai sklidimo krypties $M_z = \hbar l$.

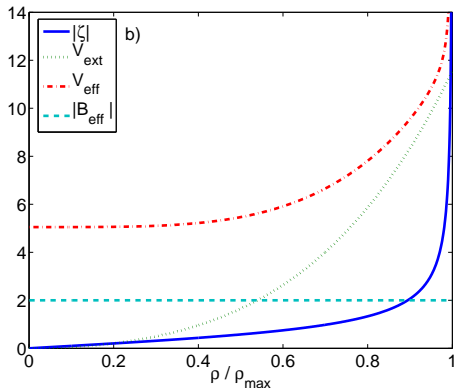
$$\mathbf{A} = -\hbar \frac{|\zeta|^2}{1 + |\zeta|^2} \nabla \mathbf{S}, \quad \mathbf{B} = \hbar \frac{\nabla \mathbf{S} \times \nabla |\zeta|^2}{(1 + |\zeta|^2)^2},$$
$$\phi = \frac{\hbar^2}{2M} \frac{(\nabla |\zeta|)^2 + |\zeta|^2 (\nabla \mathbf{S})^2}{(1 + |\zeta|^2)^2},$$

kur

$$\zeta = \frac{\Omega_p}{\Omega_c} = |\zeta| e^{i\mathbf{S}}, \quad \mathbf{S} = l\varphi.$$

- Šviesos pluoštai su orbitiniu judesio kiekiu momentu gali sukurti efektyvųjį magnetinį lauką veikiantį elektriškai neutralius atomus.
- Vektorinis potencialas \mathbf{A} yra nulemiamas:
 - zonduojančio pluošto fazės gradiento,
 - kontrolinio ir zonduojančio pluoštų intensyvumų santykio.

Pastovus efektyvusis magnetinis laukas



Efektyvusis gaudyklės potencialas $V_{\text{eff}} = V + \phi$ atitinkantis pastovaus efektyviojo magnetinio lauko \mathbf{B} atvejį.

Magnetinis monopolis?

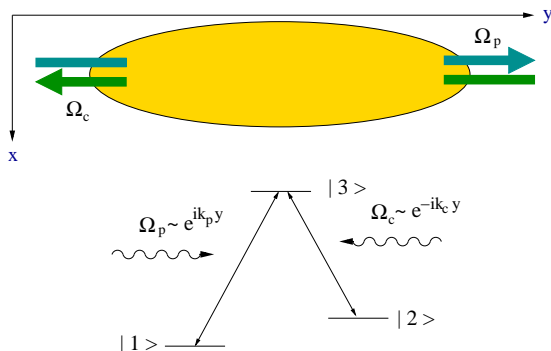
$$\mathbf{A} = -\frac{\hbar l}{2} \frac{1 - \cos \theta}{r \sin \theta} \mathbf{e}_\varphi, \quad \mathbf{B} = -\frac{\hbar l}{2r^2} \mathbf{e}_r, \quad \phi = \frac{\hbar^2}{2M} \frac{l^2 + 1}{4r^2}.$$

- Rabi dažniai turi tenkinti lygybes:

$$|\Omega_p|^2 = f(\mathbf{r})(1 - \cos \theta), \quad |\Omega_c|^2 = f(\mathbf{r})(1 + \cos \theta).$$

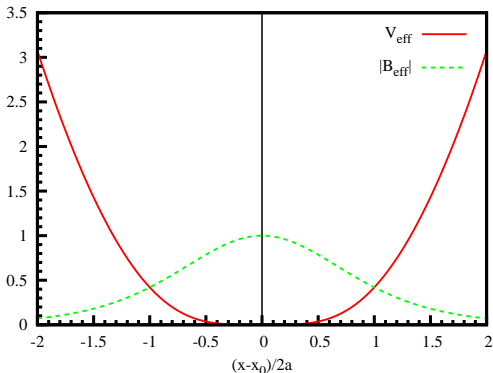
- Efektyvusis laukas būtinai skirsis nuo monopolio lauko neigiamos (arba teigiamos) z ašies dalies aplinkoje.
- Magnetinio monopolio laukas **negali būti sukurtas visoje erdvėje.**

Priešpriešais sklindantys šviesos pluoštai



Fazė: $S = (k_p + k_c)y$

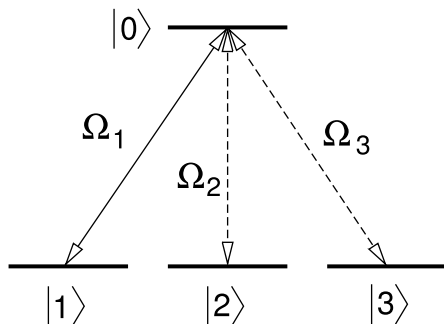
Priešpriešais sklindantys gausiniai pluoštai



Efektывusis gaudyklės potencialas V_{eff} ir efektывusis magnetinis laukas B_{eff} sukurti priešpriešais sklindančių gausinių pluoštų.

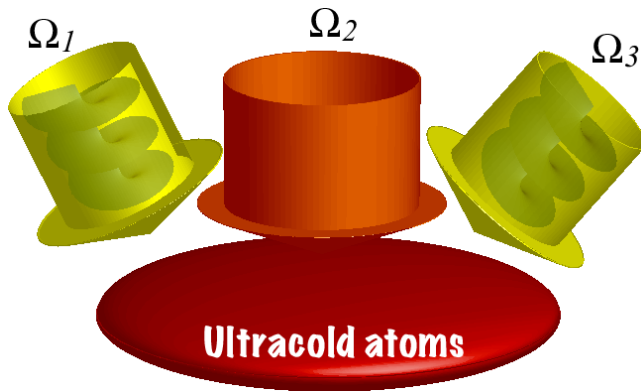
Charakteringas plotis $a = \sigma^2/4\Delta$

Tripodo konfigurācija



- **Dvi** išsigimusios tamsios būsenos
- **Neabeliniai** kalibruotiniai potencialai

Tripodo konfigūracija



Tripodo konfigūracija

- Dvi išsigimusios tamsios būsenos:

$$|D_1\rangle = \sin \phi e^{iS_{31}} |1\rangle - \cos \phi e^{iS_{32}} |2\rangle,$$

$$|D_2\rangle = \cos \theta \cos \phi e^{iS_{31}} |1\rangle + \cos \theta \sin \phi e^{iS_{32}} |2\rangle - \sin \theta |3\rangle,$$

kur

$$\Omega_1 = \Omega \sin \theta \cos \phi e^{iS_1}, \quad \Omega_2 = \Omega \sin \theta \sin \phi e^{iS_2}, \quad \Omega_3 = \Omega \cos \theta e^{iS_3}.$$

- Vektorinis kalibruotinis potencialas:

$$\mathbf{A}_{11} = \hbar \left(\cos^2 \phi \nabla S_{23} + \sin^2 \phi \nabla S_{13} \right),$$

$$\mathbf{A}_{12} = \hbar \cos \theta \left(\frac{1}{2} \sin(2\phi) \nabla S_{12} - i \nabla \phi \right),$$

$$\mathbf{A}_{22} = \hbar \cos^2 \theta \left(\cos^2 \phi \nabla S_{13} + \sin^2 \phi \nabla S_{23} \right).$$

- Lazerių laukai:

$$\Omega_{1,2} = \Omega_0 \frac{\rho}{R} e^{i(kz \mp \varphi)}, \quad \Omega_3 = \Omega_0 \frac{z}{R} e^{ik'x}.$$

- Efektyvusis magnetinis laukas

$$\mathbf{B} = \frac{\hbar}{r^2} \mathbf{e}_r \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \dots$$

- Šviesos pluoštai su santykinu orbitiniu judesio kiekio momentu gali sukurti efektyvų magnetinį lauką veikiantį elektriškai neutralius atomus.
- Efektyviojo magnetinio lauko konfigūracija gali būti keičiama parenkant kontrolinį ir zonduojantį pluoštus.
- Metodas gali būti išplėstas neabeliniams kalibruotiniams potencialams.
- Dirbtiniai magnetiniai reiškiniai labai šaltų atomų dujose.

Ačiū už dėmesį!