

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ім. І. І. МЕЧНИКОВА

Кафедра фізики твердого тіла і твердотільної електроніки

ПТАЩЕНКО О. О.

ЛАЗЕРНЕ ОХОЛОДЖЕННЯ АТОМІВ

методичний посібник до курсів лекцій
“Нелінійна оптика і квантова електроніка”,
“Квантова електроніка і оптоелектроніка”,
”Проблеми сучасної Фізики”

для студентів 3 і 5 курсів

ОДЕСА – 2007 р.

Електронний варіант методичного посібника видано
згідно з рішенням Ради фізичного факультету

від 29 жовтня 2007 р., протокол № 2

Укладач: професор Птащенко О. О.

Рецензенти: професор Ваксман Ю. Ф.

доцент Маслєєва Н. В.

© Олександр Птащенко, 2007

ЛАЗЕРНЕ ОХОЛОДЖЕННЯ АТОМІВ

У основі охолодження атомів за допомогою лазерного випромінювання лежить створення умов, коли атоми поглинають фотони з енергією $\hbar\omega$, а ви промінують фотони з більшою енергією $\hbar\omega_s$, причому різниця енергій $\hbar\omega_s - \hbar\omega$ забезпечується за рахунок перетворення частини кінетичної енергії атома у внутрішню енергію.

1. ДОПЛЕРІВСЬКЕ ОХОЛОДЖЕННЯ АТОМІВ

Тиск світла було відкрито П. М. Лебедевим у 1901 році. Але дане явище тривалий час не використовувалося, поки не з'явилися лазери, що давали велику інтенсивність когерентного світла і, зокрема, лазери з перестроюваною частотою. В 1975 р. Hansch і Schawlow усвідомили, що лазерне випромінювання може створити значний тиск на атоми, який можна використати для охолодження атомів. Приблизно одночасно Wineland і Dehamelt запропонували лазерне охолодження захоплених іонів.

В перших експериментах для охолодження атомів використовувався ефект Доплера. На рис 1.1. показано переходи атомів, що ведуть до доплерівського охолодження. Якщо енергія фотонів лазерного випромінювання знаходиться в межах доплерівськи уширеної спектральної лінії атомів,

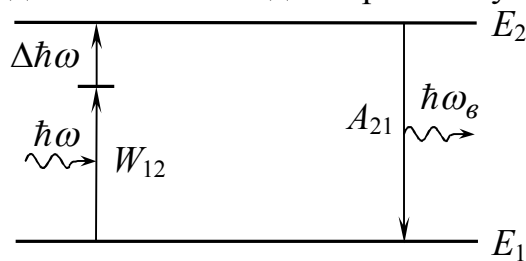


Рис. 1. Переходи атома, що використовуються при доплерівському охолодженні.

якщо енергія фотонів лазерного випромінювання знаходиться в межах доплерівськи уширеної спектральної лінії атомів, але зміщена в довгохвильову сторону від центра лінії, то поглинати фотони з більшою ймовірністю будуть атоми, які рухаються назустріч фотонам. При поглинанні такого фотона, що відповідає переходу $1 \rightarrow 2$ на рис.1, імпульс атома, а значить і його кінетична енергія,

зменшується. Збуджений атом здійснює перехід $2 \rightarrow 1$ на нижній рівень, спонтанно випромінюючи фотон. Напрямок руху випромінюваного фотона – величина випадкова. Тому середнє значення імпульсів фотонів, випромінюваних атомом за багато циклів поглинання – випромінювання, дорівнює нулю. Внаслідок того, що при кожному акті поглинання імпульс атома зменшується, його кінетична енергія поступово спадає. Вказаний механізм охолодження спрацьовує тільки для атомів, що рухаються назустріч світловому пучку. В 1985р. Chu та ін. здійснили 3 - вимірне охолодження атомів. Для цього використали шість лазерних пучків, що відповідали прямим і зворотним хвилям, які поширювалися в трьох взаємно перпендикулярних напрямках. У такому світловому полі охолоджувалися всі атоми, незалежно від напрямку руху. Дію лазерне випромінювання на атоми в даному випадку можна описати, як силу тертя, що поступово зменшує швидкість атомів.

1.1. Сила доплерівського тертя

Нехай атом знаходиться (в одновимірній моделі) в полі стоячої світлової хвилі, яку можна представити як суперпозицію прямої і зворотної хвилі, причому

$$\Delta\omega \equiv \omega - \omega_0 < 0, \quad (1)$$

де ω - частота хвилі, ω_0 - резонансна частота для переходу $1 \rightarrow 2$. Ймовірність такого переходу для нерухомого атома визначається виразом

$$W_{12}(\omega) = \frac{\Gamma(\Gamma + \Delta\Gamma)}{4(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma + \Delta\Gamma)^2} \sigma_0 L, \quad (2)$$

де $\Gamma = 1/\tau_{21}$ - радіаційна ширина спектральної лінії; τ_{21} - час життя рівня E_2 ; $\Delta\Gamma$ – однорідне уширення спектральної лінії, пов'язане зі стимульованими переходами; $\sigma_0 = \sigma(\omega_0)$ – переріз переходу $1 \rightarrow 2$ в центрі лінії; L – густина потоку фотонів.

Якщо атом рухається зі швидкістю v вздовж променя, то в системі координат, пов'язаній з атомом, частота прямої світлової хвилі (що поширюється в напрямку руху атома) за рахунок ефекту Доплера зменшиться і буде складати

$$\omega_f(v) = \omega - kv, \quad (3)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ - хвильовий вектор фотона.

Для зворотної хвилі

$$\omega_r(v) = \omega + kv. \quad (4)$$

На рис. 2 показано частотну залежність ймовірності переходу $1 \rightarrow 2$ з поглинанням фотона (у системі координат, що рухається з атомом). Видно, що ймовірність поглинання фотонів із зворотної хвилі більша, ніж прямої.

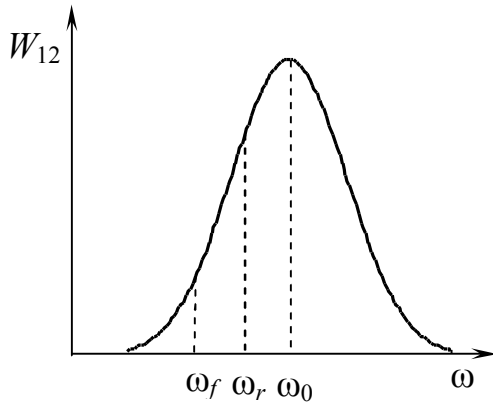


Рис. 2. Частотна залежність ймовірності переходу $1 \rightarrow 2$ з поглинанням фотона (у системі координат, пов'язаній з атомом)

$$W_{12}(\omega_r) > W_{12}(\omega_f). \quad (5)$$

При поглинанні фотонів зі зворотної хвилі імпульс атома зменшується на $\hbar k$, а для прямої хвилі – збільшується на таку ж величину. Внаслідок нерівності (5) при багаторазовому поглинанні фотонів із обох хвиль імпульс атома буде поступово зменшуватися. Цей процес можна описати як дію на атом сили гальмування.

Сила, що діє на атом внаслідок поглинання фотонів, визначається як

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t}, \quad (6)$$

де $\Delta p = -\hbar k$ – зміна імпульсу атома при поглинанні фотона при лобовому зіткненні з фотоном із зворотної хвилі, та $\Delta p = \hbar k$ при поглинанні фотона із прямої хвилі; Δt - середня тривалість циклу поглинання – випромінювання. Для фотонів із прямої хвилі

$$\Delta t_f = \tau_{21} + \frac{1}{W_{12}(\omega_f)}, \quad (7)$$

для зворотної хвилі

$$\Delta t_r = \tau_{21} + \frac{1}{W_{12}(\omega_r)}. \quad (8)$$

Врахувавши, що в (2)

$$\Gamma = \frac{1}{\tau_{21}}; \quad \Delta\Gamma = W_{12}, \quad (9)$$

для достатньо малої швидкості атомів

$$kv \ll \omega - \omega_0, \quad (10)$$

диференціюванням правої частини (2) отримаємо

$$F = -\gamma v, \quad (11)$$

де “коефіцієнт тертя”

$$\gamma = -\hbar k^2 \frac{\Gamma^2 \Delta\omega}{\left[(\Delta\omega)^2 + (\Gamma + \Delta\Gamma)^2 / 4 \right]^2} \sigma_0 L. \quad (12)$$

Оскільки (див. (1)) $\Delta\omega < 0$, коефіцієнт тертя $\gamma > 0$.

Максимальне значення сили доплерівського гальмування і відповідне сповільнення атома (модуль величини прискорення $|a|$) можна оцінити, вважаючи, що при зіткненні з фотоном відбувається тільки зменшення імпульсу атома, тобто $\Delta p = -\hbar k$, а тривалість циклу поглинання – випромінювання складає $\Delta t = 2\tau_{21}$. Для переходу атома Na між рівнями $3^2S_{1/2}$ і $3^2P_{3/2}$, ($\tau_{21} = 16\text{нс}$), що використовується для доплерівського охолодження вказаних атомів при поглинанні світла з довжиною хвилі $\lambda = 589\text{нм}$, оцінка дає $|a_{\text{max}}| \approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ м/с}^2$.

1.2. Доплерівське охолодження ансамблю атомів

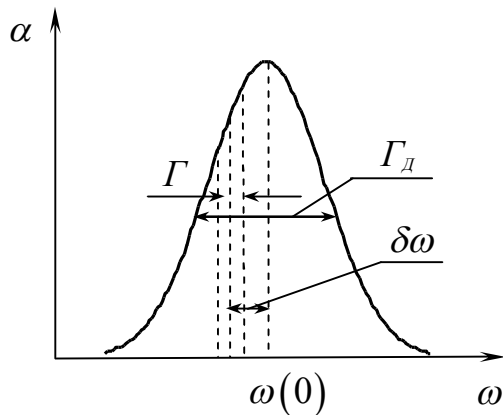
У сукупності багатьох атомів (ансамблю) різні атоми мають різні швидкості, відповідно до розподілу Максвелла, що, внаслідок ефекту Доплера, веде до гаусової форми спектральної лінії, як показано на рис. 3.

Доплерівська ширина спектральної лінії ансамблю атомів Γ_D

$$\Gamma_D \gg \Gamma, \quad (13)$$

де Γ - радіаційна ширина лінії ($\Gamma=1/\tau_{21}$). Поглинанню нерухомих атомів відповідає частота $\omega(0)$. Для доплерівського охолодження атомів використовується випромінювання з частотою

$$\omega < \omega(0). \quad (14)$$



З фотонами взаємодіють лише атоми, для яких резонансна частота знаходиться у вузькому інтервалі, що відповідає радіаційній ширині спектральної лінії Γ . Ці атоми будуть охолоджуватися за рахунок взаємодії з фотонами. Всі інші атоми будуть охолоджуватися за рахунок зіткнень з цими “холодними” атомами.

Рис. 3. Спектр поглинання ансамблю атомів

лінії Γ_D зменшується

$$\Gamma_D \propto \sqrt{T}. \quad (15)$$

При фіксованій частоті лазерного випромінювання ω охолодження припиняється, коли величина Γ_D настільки знизиться, що ω вийде за межі спектральної лінії, тобто буде виконуватися нерівність

$$|\omega - \omega_0| > \Gamma_D(T). \quad (16)$$

Тому в експериментах з доплерівського охолодження атомів або поступово підвищують частоту лазерного випромінювання (у відповідності до звуження доплерівської ширини спектральної лінії), або знижують відстань між робочими рівнями атомів (наприклад, використовуючи ефект Зеємана).

Мінімальна температура, що може бути досягнута за рахунок ефекту Доплера, обумовлена стохастичною (випадковою) природою процесів поглинання і спонтанного випромінювання фотонів атомами. Із співвідношення невизначеності

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar, \quad (17)$$

взявши $\Delta t = 2\tau_{21}$ (що відповідає високим інтенсивностям лазерного збудження, коли атом перебуває приблизно однаковий час на нижньому і верхньому робочих рівнях) і $\Delta E = kT_{\min}$, де k – стала Больцмана, отримаємо

$$T_{\min} = \hbar / (k\tau_{21}). \quad (18)$$

Більш точні розрахунки, що враховують кутовий розподіл спонтанно випромінюваних фотонів, дають приблизно такий же результат.

У першому успішному експерименті з 3-вимірною доплерівського охолодження атомів (який було проведено Chu та ін. у 1985р), пучок атомів Na було направлено на область перетину трьох взаємно перпендикулярних стоячих хвиль з частотою $\omega - \omega_0 < 0$, сформованих шістьма лазерними променями діаметром 7 мм. Використовувалося також допоміжне випромінювання, яке збільшувало населеність нижнього робочого рівня. У цьому експерименті було охолоджено ансамбль із приблизно 10^5 атомів, так що світіння “хмаринки” цих атомів було чітко видно неозброєним оком. Цю хмаринку, враховуючи “в’язкість” оптичного поля для атомів, автори назвали “оптичним сиропом” (optical molasses). Температуру атомного ансамблю було оцінено по спаданню числа атомів у ансамблі за рахунок їх розлітання після вимкнення охолоджуючого лазера. Оцінка дала $T = 240_{-60}^{+200}$ мкК.

Подальші експерименти було проведено на більш досконаlih установках. Лужні атоми (Na, Rb, Cs) було охолоджено до температури порядку 10^{-4}K , яка отримала назву доплерівської температури.

У даний час в експериментах з охолодження використовуються атоми біля 20 елементів.

2. СУБ-ДОПЛЕРІВСЬКЕ ОХОЛОДЖЕННЯ АТОМІВ

Уже в перших експериментах з охолодження атомів Na було помічено, що температура атомів нижча, ніж та, що дається дворівневою моделлю. Для пояснення експериментальних результатів і для розробки методів суб-доплерівського охолодження було враховано два фактори: багаторівневу структуру енергетичного спектру атомів (атом Na має понад 10 рівнів, що відіграють значну роль у процесі охолодження атомів) та неоднорідність поляризації світла.

2.1. Сізіфів ефект

Якщо багаторівневий атом знаходиться у полі світлової хвилі, то для одних пар рівнів може виконуватися умова (1), тобто $\omega < \omega_0$, і ці рівні будуть брати участь у доплерівському охолодження атомів, а для деяких пар рівнів може виконуватися зворотна нерівність

$$\Delta\omega \equiv \omega - \omega_0 > 0. \quad (19)$$

Нехай атом знаходиться в полі стоячої хвилі з частотою ω , що відповідає (19). При високій інтенсивності світла, коли ймовірність стимульованих переходів

$$W_{12} > \Delta\omega, \quad (20)$$

атоми і фотони створюють єдину систему, хвильова функція якої є лінійною комбінацією хвильових функцій, що відповідають низькій інтенсивності світла. На

рис. 4а показана просторова залежність амплітуди напруженості електричного поля стоячої хвилі, а на рис. 4б – просторова залежність енергії системи, що складається з атома і світлового поля стоячої хвилі. У вузлах світлової хвилі напруженість поля $E=0$, і атом практично не взаємодіє з фотонами, тому в цих точках енергія системи атом+світлове поле стоячої хвилі дорівнює просто сумі енергій атома і фотонів.

Внаслідок того, що виконується нерівність (19), рівень $|H, n+1\rangle$, що від-

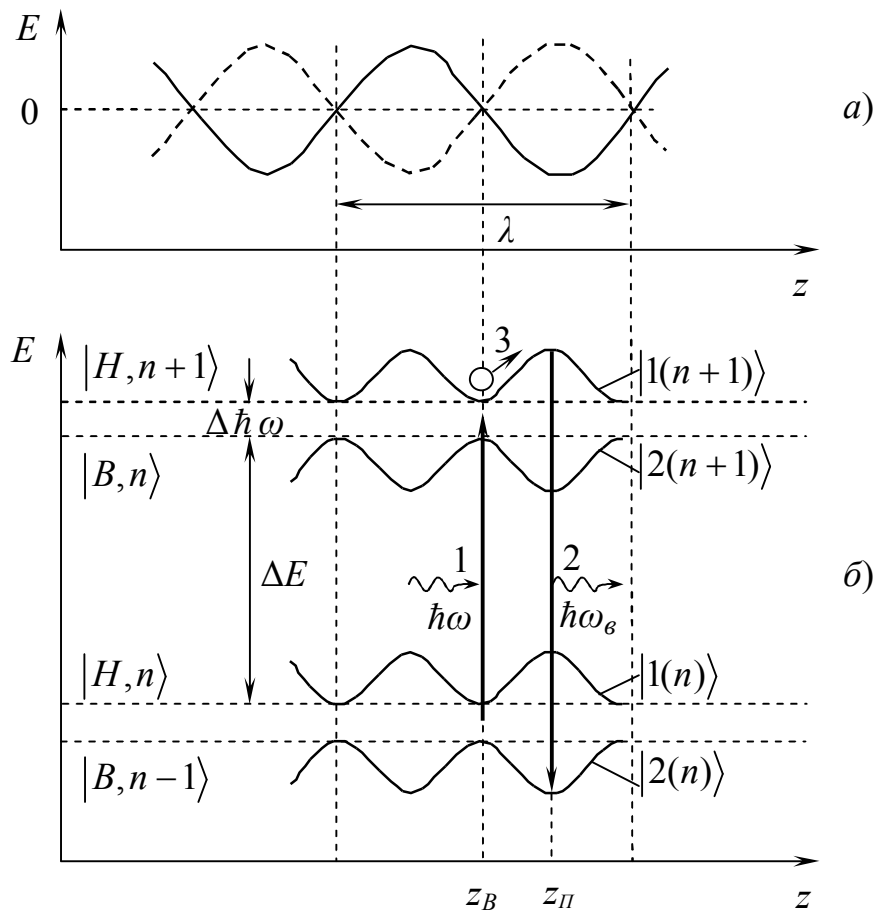


Рис. 4. Профілі: а) напруженості поля в стоячій світловій хвилі; б) енергії системи атом + світлова хвиля при високій інтенсивності лазерного випромінювання і при $\Delta \omega > 0$. Стрілками показано переходи: 1 – при поглинанні фотона; 2 – при випромінюванні фотона; 3 – рух атома, при якому кінетична енергія перетворюється у внутрішню енергію

повідляє нижньому стану атома H і $n+1$ фотону стоячої хвилі, знаходиться на

$\Delta\omega$ вище, ніж рівень $|B, n\rangle$, якому відповідає верхній стан атома B і n фотонів. Те ж саме можна сказати про рівні $|H, n\rangle$ і $|B, n-1\rangle$ з тією різницею, що на цих рівнях на один фотон менше. Вказані рівні показано на рис. 4б штриховими горизонтальними лініями.

При повільному русі атома із вузла в сторону пучності хвилі за рахунок ефекту Штарка (при достатньо високій інтенсивності світла) відстань між вказаними рівнями збільшується, причому атом+фотони утворюють нероздільну систему, відповідні стани якої позначено як $|1, n+1\rangle$ і $|2, n+1\rangle$ на рис. 4б.

Аналогічне явище відбувається з нижньою парою рівнів. Енергії відповідних станів системи періодично змінюються вздовж осі z .

У “сізіфовому ефекті” використовуються дві особливості системи атом+фотони при $\Delta\omega > 0$: а) в пучностях відстань між рівнями $|1, n+1\rangle$ і $|2, n+1\rangle$ більша, ніж у вузлах; б) ймовірність спонтанних і стимульованих переходів між цими рівнями у пучностях більша, ніж у вузлах, тому що хвильові функції у пучностях можна представити, як лінійні комбінації хвильових функцій системи, що знаходиться у вузлі.

Для фотонного охолодження атомів необхідно, щоб енергія фотонів, що випромінюються, була більшою, ніж у фотонів, що поглинаються. На рис. 4б стрілкою 1 показано перехід з нижнього стану системи атом +фотони на верхній. При цьому поглинається фотон з енергією

$$\hbar\omega = E_2 - E_1 + \Delta\omega. \quad (21)$$

Внаслідок нерівності (20), яка виконується при високих інтенсивностях світла, рівні атома E_1, E_2 і відповідні рівні $|H, n+1\rangle, |B, n\rangle$, $|H, n\rangle$, $|B, n+1\rangle$ розмиті на величину W_{12} , так що перехід 1 – це перехід з нижньої пари рівнів у вузлі хвилі на верхню пару рівнів. Випромінювальний перехід 2 з верхнього рівня на нижній у пучності хвилі має набагато більшу ймовірність, ніж аналогічний перехід у вузлі. Крім того, енергія фотона, випромінюваного у пучності,

$\hbar\omega_s > \hbar\omega$. Але, щоб здійснити такий перехід, атом повинен перейти з вузла у пучність, що показано стрілкою 3. При такому русі кінетична енергія атома перетворюється у потенціальну (атом долає бар'єр), тобто поступальний рух атома сповільнюється.

Таким чином “сізіфів ефект” обумовлений тим, що атом, який поглинув фотон з енергією $\hbar\omega$, сповільнюється, долаючи бар'єр, на вершині якого випромінюється фотон з більшою енергією ($\hbar\omega_s > \hbar\omega$). Даний ефект нагадує працю древньогрецького героя Сізіфа, який, за присудом Зевса, вічно котив бочку на гору, а звідти вона знову скочувалася вниз.

Слід відзначити, що цей ефект (інша назва – стимульоване охолодження) при енергії фотонів $\hbar\omega > E_2 - E_1$ відбувається лише для дуже повільних атомів, які за час життя τ_{21} рівня E_2 рухаються не далі, ніж з вузла у пучність, тобто на $\lambda/4$. Для атомів з більшими швидкостями при $\Delta\omega > 0$ за рахунок ефекту Доплера відбувається нагрівання.

2.2. Суб-доплерівське охолодження атомів у світловій хвилі з градієнтом поляризації

Для суб-доплерівського охолодження атомів використовується наявність у охолоджуваних атомів багатьох енергетичних рівнів. При русі атома в сильному світловому полі з періодично змінною поляризацією змінюється величина штарківського розщеплення рівнів та ймовірність оптичних переходів.

Для створення змінної поляризації світлової хвилі використовують дві зустрічні хвилі: або лінійно поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах, або протилежно циркулярно поляризовані. У першому випадку суперпозиція хвиль веде до зміни поляризації вздовж променя, як показано на рис. 5.

Нехай зліва направо поширюється хвиля з площиною коливань $x \ o \ z$ (горизонтальною), а назустріч – з площиною коливань $y \ o \ z$ (вертикальною). В точках $z = n\frac{\lambda}{4}$, де $n=1, 2, 3, \dots$, результуюча хвиля лінійно поляризована, а між

чках $z = n\frac{\lambda}{4}$, де $n=1, 2, 3, \dots$, результуюча хвиля лінійно поляризована, а між

ними – еліптично поляризована, причому головні діаметри еліпса (за величиною

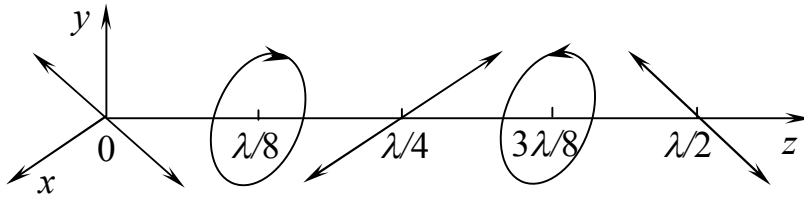


Рис. 5. Зміна поляризації вздовж променя при суперпозиції двох зустрічних хвиль, лінійно поляризованих в двох взаємно перпендикулярних площинах xoy і yoz

і напрямом) періодично залежать від z .

На рис. 6 показана структура рівнів $3^2S_{1/2}$

(для якого $F=2$) і $3^2P_{3/2}$

(для якого $F=3$) атома натрію. Дані рівні

використовуються для

дження атомів Na. У сильному полі світлової хвилі ~~який~~ ~~рівень~~

розщеплюється на 5 підрівнів, що відповідають магнітним квантовим числам

m_p від -2 до +2. Верхній рівень розщеплюється на 7 ~~рівнів~~ ~~рівень~~

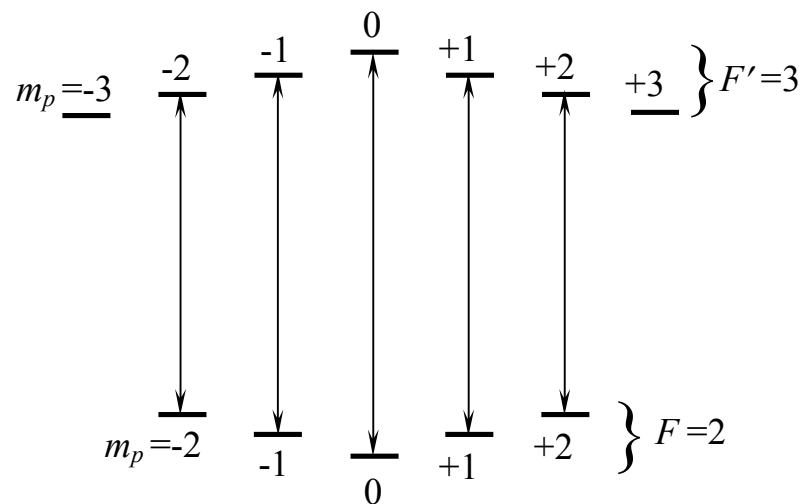


Рис. 6. Магнітні підрівні рівнів $3^2S_{1/2}$ (для $F=2$) і $3^2P_{3/2}$ (для $F=3$) атома Na. При поглинанні та випромінюванні лінійно поляризованих фотонів переходи відбуваються між підрівнями з фіксованим квантовим числом m , як показано стрілками

розщеплюється на 7 рівнів,

що характеризуються

значеннями m_p від -3 до

+3. Максимальне

розщеплення відповідає

значенню $m_p=0$. У

рівноважному стані

заселеність нижнього рівня

з $m_p = 0$ в 11 разів більша,

ніж рівнів з $m_p = \pm 2$ і в 1,8

разів більша, ніж рівнів з

$m_p = \pm 1$. Для охолодження

атомів важливо також, що

ймовірність оптичних

переходів при $m_p = 0$

ходів при $m_p = 0$ найбільша і, наприклад, в 1,8 разів більша, ніж для $m_p = \pm 2$.

Даний механізм охолодження атомів працює, коли, як і для доплерівського охолодження атомів, частота $\omega < \omega_0$, де ω_0 відповідає центру спектральної лінії атома.

Охолодження атомів відбувається при русі атомів вздовж осі z . Нехай атом починає свій рух з точки $z=0$ на рис. 5, де поле лінійно поляризоване і його напруженість максимальна, а, значить, розщеплення підрівнів максимальне. Внаслідок оптичних переходів практично всі атоми будуть знаходитися на нижньому рівні ($F=2, m_p=0$) (рис. 6), на рівні з мінімальною потенціальною енергією, який відповідає орієнтації атомного диполя вздовж електричного поля світлової хвилі.

Якщо атом за час $\Delta t < 1/W_{12}$ зміщується на деяку частину довжини хвилі вздовж осі z в точку з еліптичною поляризацією (де напруженість поля менша), величина розщеплення підрівнів зменшиться і частина атомів перейде з підрівня $m_p = 0$ на більш високі, але близькі до нього підрівні з $m_p = \pm 1$ та $m_p = \pm 2$ (рис. 6). Це відбудеться за рахунок зменшення кінетичної енергії атомів. Атоми з цих підрівнів, поглинаючи енергію фотонів $\hbar\omega_{II}$, перейдуть на підрівні верхнього рівня ($F=3$). Внаслідок того, що ймовірність оптичних переходів між підрівнями з $m_p = 0$ більша, ніж між іншими підрівнями, атом перейде на нижній підрівень з $m_p = 0$, спонтанно випромінюючи фотон з енергією $\hbar\omega_s$.

Різниця енергій між підрівнями $F'=3, m_p$ і $F=2, m_p$ при $m_p = 0$ більша, ніж при $m_p \neq 0$. Тому

$$\hbar\omega_s > \hbar\omega_n, \quad (22)$$

тобто атоми випромінюють фотони з енергією більшою, ніж поглинають. Різниця енергій покривається за рахунок кінетичної енергії атомів.

З класичної точки зору, поблизу точок, де поляризація світла лінійна, атомні диполі \vec{d} орієнтуються вздовж поля \vec{E} , що відповідає мінімуму потенціальної енергії

$$E_{II} = -\vec{d}\vec{E}. \quad (23)$$

При русі вздовж осі z атом попадає в область еліптичної поляризації світла, і диполь (який рухається з тертям, що відповідає спонтанному випромінювання, як в моделі Лоренца) не встигає орієнтуватися вздовж поля. Це означає, що потенціальна енергія диполя зростає (за рахунок зменшення кінетичної енергії атома). Потім, за рахунок оптичного накачування, диполь знову орієнтується вздовж поля.

Ймовірність оптичних переходів при охолодження атомів $W_{12} = W_{21}$ зростає з інтенсивністю світла, але звичайно в кілька разів менша ймовірності спонтанних переходів $A_{21} = 1/\tau_{21}$. Описаний механізм ефективний лише для атомів з малою швидкістю $v < v_c$, де критична швидкість v_c відповідає зміщенню $\Delta z = \lambda/8$ за час $\Delta t = 1/W_{12}$, тобто

$$v_c = \frac{\lambda}{8} W_{12}. \quad (24)$$

Коефіцієнт тертя γ для даного механізму охолодження атомів можна оцінити, прирівнявши потужність втрат γv_c^2 і енергію, яка передається фотонам за 1 с, тобто $(\hbar\omega_s - \hbar\omega_n)W_{12}$. Розрахунки дають для максимального значення коефіцієнта тертя

$$\gamma = -3k^2 \frac{\Delta(\hbar\omega)}{\Gamma}, \quad (25)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильовий вектор фотонів; $\Delta\hbar\omega = \hbar\omega_s - \hbar\omega_n$, Γ – радіаційна ширина спектральної лінії атомів. Слід відзначити, що для атомів, що рухаються зі швидкістю $v > v_c$, основним є описаний раніше механізм доплерівського охо-

дкістю $v > v_c$, основним є описаний раніше механізм доплерівського охолодження атомів, так що коефіцієнт тертя виражається формулою (12).

Мінімальна температура, яка може бути досягнута при даному механізмі охолодження атомів, відповідає випадку, коли імпульс атома має величину порядку імпульсу одного випромінюваного фотона.

Квантово-механічний розгляд дає для середнього значення імпульсу охолоджених атомів

$$P_{\min} \approx 6\hbar k, \quad (26)$$

де k - хвильовий вектор фотона у лазерному випромінюванні, і для температури

$$kT_{\min} \approx \frac{18 (\hbar\omega)^2}{m c^2}, \quad (27)$$

де m - маса атома.

В експериментах Salomon та ін. (1990р) в 3-х вимірному “оптичному сиropі” на основі атомів Cs описаним методом отримано було мінімальну температуру 2,5мкК.

Крім описаних вище, використовуються інші методи суб-доплерівського охолодження атомів, наприклад метод, що використовує магнітне поле. При використанні слабких магнітних полів $B < 100$ мГ суб-доплерівське охолодження обумовлено конкуренцією між ларморівською (Larmor) прецесією і орієнтацією магнітного моменту атомів уздовж поля світлової хвилі поблизу вузлів. При використанні сильних магнітних полів ефект Зеемана (Zeeman), тобто зміщення підрівнів, відіграє суттєву роль у всіх точках світлової хвилі. До суб-доплерівської температури охолоджуються атоми, що рухаються з достатньо малою швидкістю.

3. ОХОЛОДЖЕННЯ ДО СУБ-ВІДДАЧНИХ ТЕМПЕРАТУР

Як вказувалося раніше, для розглянутих способів охолодження атомів існує нижня границя температури, пов'язана з тим, що поглинаються і випромінюються фотони з імпульсом $\hbar k_\phi$. Середнє значення модуля імпульсу атома в кінці процесу охолодження не може бути меншим від $\hbar k_\phi$ (імпульсу "віддачі" в момент "вистрілювання" атомом фотона), так що мінімальна середня швидкість охолоджених атомів складає

$$v_{\min} = \frac{(\hbar k_\phi)}{m}, \quad (28)$$

де m - маса атома.

Щоб обійти це обмеження, використовують залежність ймовірності переходів W_{12} між деякими рівнями E_1 і E_2 атома під дією лазерного випромінювання вузького спектрального складу від швидкості атома, тобто залежність $W_{12}(v)$.

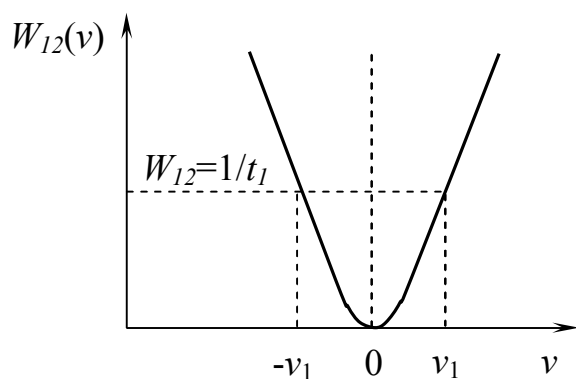


Рис. 7. Залежність ймовірності переходу $E_1 \rightarrow E_2$ від швидкості атома

Нехай ця залежність $W_{12}(v)$ при даній інтенсивності лазерного випромінювання така, як показана на рис. 7. Суттєво для даних механізмів охолодження те, що $W_{12}(0) = 0$, тобто переходи $1 \rightarrow 2$ під дією лазерного випромінювання заборонені при $v=0$. Якщо атом знаходиться в стані 1 зі швидкістю v , то під дією лазерного випромінювання за час

$$t_{12}(v) = 1/W_{12}(v) \quad (29)$$

він буде видалений зі стану 1 в стан 2 (в точці $v=0$, $t_{12}(0) \rightarrow \infty$). Якщо ми хочемо, щоб атом утримався в стані 1 протягом часу t_1 , то швидкість атома повинна знаходитися в інтервалі $(-v_1, v_1)$, як показано на рис. 7. Область цих швидкостей називають “чорною областю” поблизу точки $v=0$ (по аналогії з “чорними дірами” в астрономії).

Якщо атом, за рахунок стохастичності (випадковості) спонтанних переходів, перейде зі стану 2 в стан 1 і в “чорну область”, то він не зможе її покинути під дією світла протягом часу t_1 . Чим більший час ми хочемо утримувати атом в “чорній області”, тим вужче буде ця область, тобто інтервал $(-v_1, v_1)$.

3.1. Швидкісно – селективне оптичне поглинання

Найбільш успішними виявилися два методи sub-recoil (суб-віддачного) охолодження атомів. Перший із них – velocity selective coherent population trapping (VSCPT) – селективне за швидкістю когерентне захоплення населеності станів. В цьому методі атоми знаходяться в полі двох (у двовимірному випадку – чотирьох) зустрічних циркулярно поляризованих хвиль σ^+ ; σ^- . Якісне описання ефекту враховує, що в даному випадку існує вибраний напрям для диполя \vec{p} переходу $1 \rightarrow 2$ – вісь z вздовж променя. А змінне електричне поле світлової хвилі \vec{E} направлене перпендикулярно до осі z . Тому енергія зв’язку диполя з полем хвилі

$$\vec{p}\vec{E}(t) = 0, \quad (30)$$

де t - час, тобто перехід заборонений.

Але поступальний рух атома вносить збурення в гамільтоніан системи, і при $v \neq 0$ ймовірність переходу $W_{12} \neq 0$, що відповідає рис. 7.

Експериментальне охолодження атомів за даним методом вперше здійснили в 1988р. Aspect та ін. в одновимірному випадку (тобто була обмежена лише z -складова швидкості атомів). Атоми гелію були охолоджені до темпера-

ше z-складова швидкості атомів). Атоми гелію були охолоджені до температури $0,6\hbar k / m$. Тривимірне охолодження атомів до $T = 0,2\hbar k / m$ було досягнуто Lawall та ін. в 1995р.

3.2. Раманівське охолодження

Другий успішний метод суб-віддачного охолодження атомів – раманівське охолодження, тобто охолодження за рахунок комбінаційного розсіювання світла, описаного в розділі 7.

При раманівському охолодженні атомів використовуються двофотонні вимушені переходи між двома підрівнями надтонкої структури основного стану, за допомогою яких вибираються атоми з певною швидкістю і за рахунок віддачі гальмуються. Оскільки і початковий, і кінцевий енергетичні рівні відповідають основному стану атома, ширина спектральної лінії для стимульованого комбінаційного розсіювання дуже вузька і визначається тільки часом взаємодії. Тому можна вибрати для гальмування атоми з малим розкидом швидкостей.

На рис. 8 показані схема переходів та зміни розподілу атомів за швидкістю при раманівському охолодженні. На рис. 8a 1 і 2 – підрівні надтонкої структури основного стану атома. ΔE_{12} - відстань між цими підрівнями. Рівень 3 відповідає збудженому стану атома. За рахунок двох зустрічних лазерних пучків з енергіями фотонів $\hbar\omega_1$ і $\hbar\omega_2$ відбувається вимушене комбінаційне розсіювання, що веде до переходу атомів $1 \rightarrow 2$. Закон збереження енергії при одному такому переході для атома, що має швидкість \vec{v} , має вигляд

$$\hbar(\omega_1 - \vec{k}_1 \cdot \vec{v}) = \hbar(\omega_2 - \vec{k}_2 \cdot \vec{v}) + \Delta E_{12}, \quad (31)$$

де доданки $\vec{k}_1 \cdot \vec{v}$ і $\vec{k}_2 \cdot \vec{v}$ враховують ефект Доплера. Оскільки відстань між підрівнями надтонкої структури мала, тобто

$$\Delta E_{12} \ll \hbar\omega_1, \hbar\omega_2, \quad (32)$$

величини імпульсів фотонів $k_1 \approx k_2 \approx k$, тобто приблизно однакові. Якщо лазерні промені з частотами ω_1 і ω_2 направлені назустріч один одному, а атом рухається проти лазерного пучка з частотою ω_1 , то формула (31) прийме вигляд

$$\hbar(\omega_1 - \omega_2) = -2\hbar kv + \Delta E_{12}. \quad (33)$$

Таким чином, при фіксованих частотах фотонів ω_1 і ω_2 стимульоване комбінаційне розсіювання буде відбуватися лише на атомах, що рухаються проти пучка, частота якого ω_1 , зі швидкістю v , що виражається формулою (33). Ці атоми отримають імпульс віддачі

$$\Delta p = 2\hbar k, \quad (34)$$

направлений проти швидкості атома. Якщо атом до розсіювання мав швидкість V_1 , то після розсіювання швидкість цього атома буде

$$v_2 = v_1 - \frac{\Delta p}{m} = v_1 - \frac{2\hbar k}{m}, \quad (35)$$

де m - маса атома.

На рис. 8б показано розподіл атомів за швидкостями до взаємодії з лазерними променями (штрихова лінія) і після взаємодії (суцільна лінія). В результаті стимульованого комбінаційного (раманівського) розсіювання фотонів різко зменшилось число атомів зі швидкістю v_1 і зросло число атомів зі швидкістю v_2 , яка виражається формулою (35).

Після розсіювання фотонів атоми перейшли з підрівня 1 на підрівень 2. Для того, щоб атоми перевести назад на підрівень 1 і знову повторити цикл охолодження, використовується третій лазерний промінь (промінь накачування) з частотою ω_3 .

Як показано на рис 8в, фотони з енергією

$$\hbar\omega_3 = E_3 - E_2 \quad (36)$$

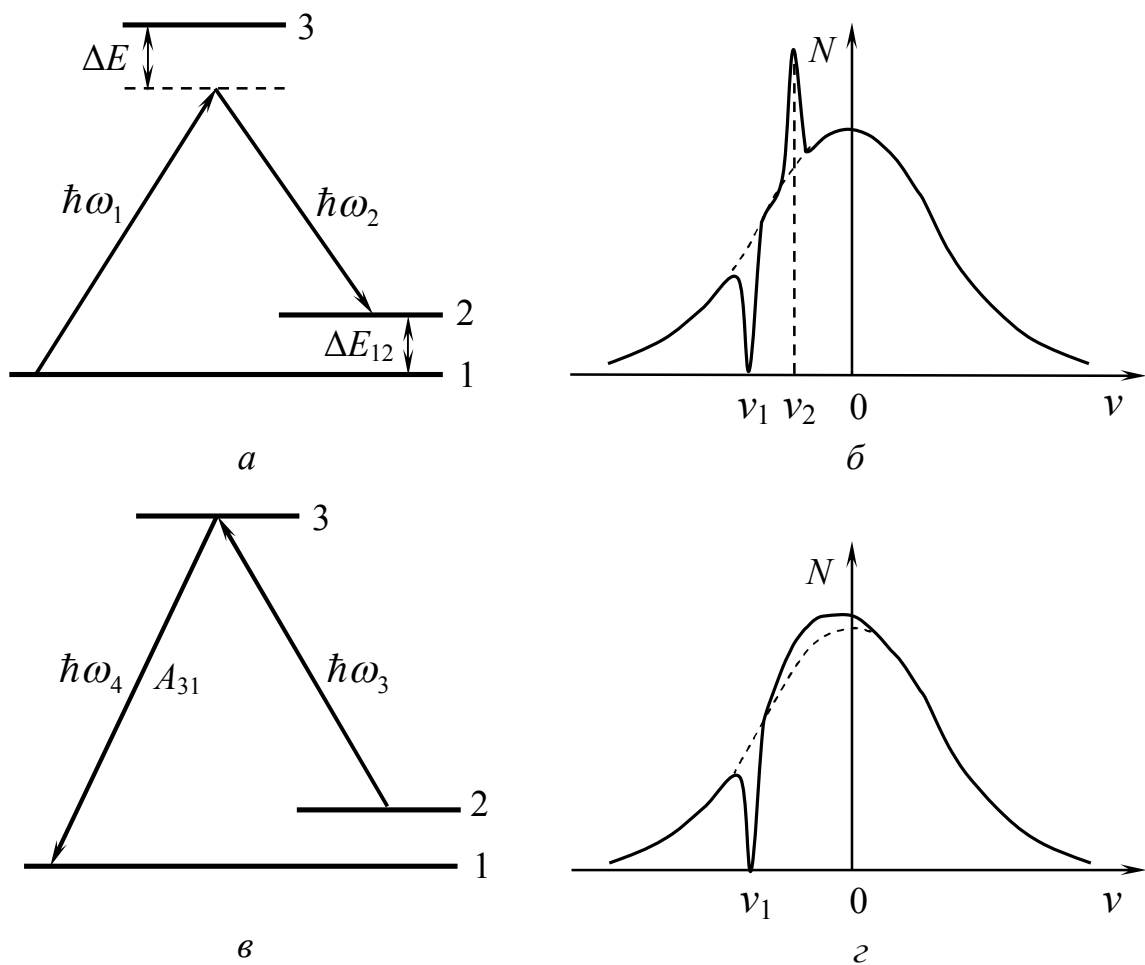


Рис. 8. а) 1 і 2 – підрівні надтонкої структури основного стану; 3 – рівень збудженого стану. Під дією фотонів з енергіями $\hbar\omega_1$ і $\hbar\omega_2$ відбувається вимушене комбінаційне розсіювання. Атоми з підрівня 1 перекачуються на підрівень 2; б) розподіл атомів за швидкостями: початковий (штрихова лінія) і після стимульованого раманівського розсіяння; в) перехід атома з підрівня 2 на рівень 3 під дією третього лазерного пучка з енергією фотонів $\hbar\omega_3$ і спонтанний перехід на підрівень 1 при випромінюванні фотона з енергією $\hbar\omega_4$; г) результуючий розподіл атомів за швидкостями

переводять атоми з підрівня 2 на збуджений рівень 3, а потім атоми спонтанно, з випромінюванням фотонів з енергією $\hbar\omega_4$, з ймовірністю A_{31} переходять на підрівень 1. Відстань ΔE на рис. 8а мала, тобто

$$\Delta E \ll \hbar\omega_2, \hbar\omega_3 . \quad (37)$$

Це означає, що імпульс фотона в третьому пучку

$$\hbar k_3 \square \hbar k_1 \square \hbar k_2 \square \hbar k . \quad (38)$$

Якщо напрям руху фотонів в 3-му пучку (пучку накачування) такий же, як в першому пучку, то в результаті одного циклу розсіювання - накачування атом отримає імпульс

$$\Delta p_1 = -3\hbar k . \quad (39)$$

Якщо ж промінь накачування направлений протилежно, то атом отримає імпульс

$$\Delta p_2 = -\hbar k . \quad (40)$$

Таким чином, в результаті дії променя накачування атоми, що були на підрівні 2 і мали швидкість v_2 , перейдуть на підрівень 1 і матимуть швидкість

$$v_3 = v_2 - \frac{3\hbar k}{m} , \quad (41)$$

або

$$v_4 = v_2 - \frac{\hbar k}{m} , \quad (42)$$

в залежності від напрямку пучка накачування.

Розподіл атомів за швидкостями після циклу стимульоване розсіювання – накачування показано на рис. 82. Після цього циклу зменшилась кількість атомів зі швидкістю v_1 і збільшилась – при менших швидкостях.

Щоб “перекачати” всі атоми у вузьку область швидкостей поблизу $v = 0$, у відповідності до формули (33), треба плавно змінювати різницю частот $\omega_2 - \omega_1$ двох лазерів, щоб “резонансні” значення швидкості атомів поступово проходили весь діапазон швидкостей атомів, що були до охолодження.

Вперше раманівське охолодження атомів натрію до температури $T = 0,2\hbar k / m$ було продемонстровано Kasevich і Chu в 1992 р. Davidson та ін. в 1994р. здійснили 3-вимірне раманівське охолодження атомів. Lee та ін. в 1996р. за допомогою раманівського охолодження досягли температури атомів 1мкК.

4. Охолодження атомів до наднизьких температур

Серед різних методів охолодження до наднизьких температур найбільш успішним було охолодження “випаровуванням” атомів із магнітних пасток.

4.1. Магнітні пастки для атомів

В магнітних пастках використовується взаємодія магнітного моменту атома з неоднорідним магнітним полем. Якщо атом має магнітний момент $\vec{\mu}$ (протилежний за напрямом до механічного моменту \vec{F}), то в магнітному полі з індукцією \vec{B} його потенціальна енергія визначається як

$$E_p = -\vec{\mu}\vec{B}. \quad (43)$$

Для атомів, орієнтованих так, що

$$\vec{\mu}\vec{B} > 0, \quad (44)$$

зі збільшенням магнітного поля потенціальна енергія зменшується. На такі атоми в неоднорідному магнітному полі діє сила, направлена в сторону зростання величини B . Якщо ж атом орієнтований так, що

$$\vec{\mu}\vec{B} < 0, \quad (45)$$

то на такий атом діє сила, направлена в сторону зменшення магнітного поля. Якщо магнітне поле має мінімум в якійсь точці, то поблизу такої точки будуть збиратися атоми, для яких виконується нерівність (45).

Таким чином, створивши магнітне поле з мінімумом в якійсь точці, ми маємо пастку для атомів, орієнтованих так, що вектори $\vec{\mu}, \vec{B}$ антипаралельні.

В магнітних пастках, у малому околі мінімуму магнітного поля, просторову залежність величини B можна виразити як

$$B = B_0 (r/r_0)^m, \quad (46)$$

де B_0, r_0 - параметри даної пастки, r - відстань від мінімуму; показник m залежить від конструкції пастки.

Якщо пастка створена двома коаксіальними тороїдальними котушками з протилежно направленими струмами, то $m=1$, і пастка ефективно збирає атоми. Але, коли атом рухається так, що проходить точно через мінімум поля (яке має приблизно сферичну симетрію), то в точці $r=0$ добуток $\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ змінює знак. Тоді атом виштовхується полем із пастки. Так що такі пастки мають великі втрати атомів.

Для зменшення втрат атомів у таких пастках використовується додаткове змінне магнітне поле, під дією якого точка, де $B=0$, зміщується (рухається по колу), так що ефективне середнє значення величини B змінюється згідно з (46), де $m=2$.

Набагато менші втрати мають пастки, для яких $m=2$. Тоді в точці $r=0$ “виштовхувальна сила” дорівнює нулю. Такі пастки створюються трьома взаємно перпендикулярними парами магнітів.

4.2. Випаровування атомів у магнітних пастках

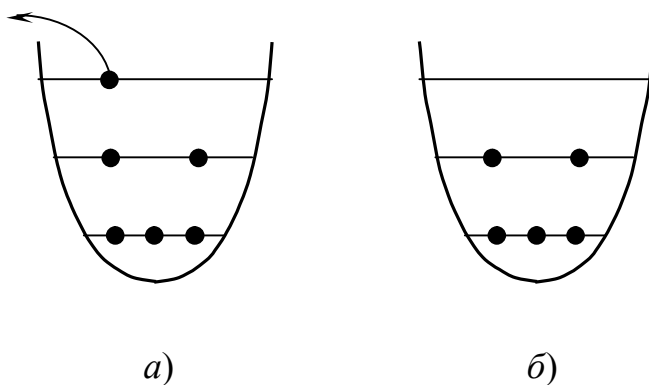


Рис. 9. Розподіл атомів між рівнями в магнітній пастці: а) до “випаровування” атома з найбільшою енергією; б) після “випаровування” даного атома

Для “випаровування” атомів, що знаходяться у магнітній пастці, використовується радіочастотне випромінювання, яке здатне змінити орієнтацію магнітного моменту атома. Процес охолодження атомів ілюструється рис. 9.

В пастці, яка є тривимірною потенціальною ямою для атомів,

орієнтованих так, що $\vec{\mu}\vec{B} < 0$, енергія даних атомів має дискретні значення (показано три рівні). Внаслідок зіткнень між собою, атоми розподіляються по енергетичних рівнях, як показано на рис. 9а. За допомогою радіочастотного випромінювання “перевертають” магнітні моменти атомів то в одну, то в протилежну сторону. Тоді частину часу атоми будуть утримуватися в пастці (коли $\vec{\mu}\vec{B} < 0$), а частину часу – виштовхуватися із пастки (коли $\vec{\mu}\vec{B} > 0$). Атом на верхньому рівні на рис. 9а має найбільшу за модулем швидкість, і він (при відповідному підборі параметрів радіохвилі) за час, коли $\vec{\mu}\vec{B} > 0$, встигне покинути пастку. А інші атоми, які знаходяться на нижніх рівнях, залишаються в пастці, як показано на рис. 9б. В результаті виходу (“випаровування”) із пастки атома з найбільшою енергією середня енергія атомів, що залишилися в пастці, зменшилась. За рахунок зіткнень між атомами встановиться розподіл їх між енергетичними рівнями, який відповідає меншій температурі, ніж та, що була до “випаровування” атома з верхнього рівня. Такий процес аналогічний до охолодження рідини при її випаровуванні з вільної поверхні.

Слід відзначити, що експериментально охолодження атомів випаровуванням із магнітної пастки здійснюється після того, як ці атоми уже достатньо охолоджені за допомогою методів, описаних в попередніх розділах.

За допомогою випаровування атомів із магнітної пастки досягнуто температури атомів $T \sim 10^{-8}\text{K}$.

5. Точні вимірювання на холодних атомах

Однією з найважливіших цілей робіт по охолодженню атомів є підвищення точності вимірювань фізичних величин. Особливо важливим є подальший розвиток стандарту частоти (часу). З точністю вимірювання частоти пов’язана точність вимірювання довжини. Електричні стандарти пов’язані з вимірюванням частоти через відношення джозефсонівської частоти до напруги, яке дорівнює $2e/h$. В точних вимірюваннях охолоджені атоми мають суттєві

нює $2e/h$. В точних вимірюваннях охолоджені атоми мають суттєві переваги перед атомами кімнатної температури.

Найбільш очевидні з них: а) зростання часу взаємодії атомів, охолоджених до суб-доплерівських температур, з вимірювальними приладами до 1 с, що дає ширину частотної смуги біля 1 Гц; б) можливість зменшення доплерівського уширення спектральних ліній та уширення, пов'язаного з міжатомними зіткненнями; в) слабкий зв'язок з пробними полями; г) можливість створення ансамблів атомів одного ізотопу та атомів, що знаходяться в одному стані.

У надточних вимірюваннях використовуються так звані атомні фонтани. В перших експериментах використовувалися атоми Na, охолоджені в магніто-оптичній пастці до температури 50 мкК, що відповідає середньоквадратичній швидкості 14 см/с. Після охолодження атомам надавалась швидкість 24 см/с у вертикальному напрямку (вгору) за рахунок світлового тиску, що створювався вертикальним лазерним променем з частотою, що відповідала одній з ліній поглинання атомів. Під дією сили земного тяжіння атоми сповільнювалися, так що висота підйому атомів (висота “фонтану”) складала 30 см. На цій висоті знаходився радіочастотний хвилевід (у подальших експериментах – резонатор), де за допомогою радіочастотних хвиль проводилися вимірювання.

Таким чином, за допомогою атомного фонтана атоми виводяться із пастки, де вони перед цим були охолоджені, і підводяться до вимірювального пристрою, який знаходиться на такій висоті, де атоми втрачають набуту під дією світлового тиску швидкість.

Результатом використання атомного фонтана було точне вимірювання надтонкого розщеплення основного стану атомів Na.

Заміна термічного пучка атомів цезію на фонтан охолоджених до суб-доплерівської температури атомів Cs привела до суттєвого звуження ліній поглинання в радіодіапазоні. За рахунок звуження лінії також різко зменшилась величина магнітного поля, необхідного для ізоляції переходу, що використову-

ється в атомному годиннику. Це привело до зменшення відносної похибки вимірювання частоти до значення $\Delta f / f \sim 10^{-16}$, що на три порядки нижче, ніж в установці з термічним пучком Cs. Збільшення частоти f пробного випромінювання, тобто перехід атомного годинника із радіочастотного діапазону в оптичний, при фіксованій ширині лінії атомів, в перспективі може привести до подальшого зростання точності атомного стандарту секунди.

Використання фонтанів охолоджених атомів дозволить різко підвищити точність вимірювань в атомній спектроскопії, підвищити точність вимірювань прискорення земного тяжіння g , а також вимірювань відношення m/\hbar для атомів. Так, для атомів цезію дане відношення виміряно з похибкою біля 10^{-7} .

6. Бозе – конденсат

Квантові властивості атомів як частинок проявляються при достатньо низьких температурах і високих густинах, коли відстань між атомами стає меншою від термічної довжини хвилі де Бройля, яка визначається як

$$\lambda_{dB} = h / \sqrt{2mkT}, \quad (47)$$

де m - маса атома, тобто коли виконується нерівність

$$n\lambda_{dB}^3 > 1, \quad (48)$$

де n - концентрація атомів.

Термічна довжина хвилі де Бройля розраховується для швидкості атома, яка відповідає рівності

$$\frac{mV^2}{2} = kT. \quad (49)$$

Коли виконується нерівність (48), систему атомів називають квантово виродженою. В цьому випадку бозони і ферміони ведуть себе зовсім по-різному. Бозони збираються в енергетично найнижчому стані, а ферміони розподіляються так, що в кожному стані знаходиться не більше одного атома.

Квантове виродження ферміонів відіграє важливу роль у фізиці напівпровідників. Так, квантове підсилення світла в напівпровіднику відбувається, коли одночасно електронний газ і дірковий газ вироджені.

Квантове виродження бозонів, тобто створення конденсату Бозе – Ейнштейна грає визначальну роль при переході гелію в надтекучий стан, а також при переході речовин у надпровідний стан. Але при цьому на квантові властивості частинок (атомів) у рідині або в твердому тілі дуже сильно впливає взаємодія між даними частинками. Створення бозе-конденсату із атомів, які слабо взаємодіють між собою, дасть можливість дослідження і застосування квантового виродження у чистому вигляді.

Конденсат Бозе – Ейнштейна, який можна розглядати як 5-й стан речовини (після твердого, рідкого та газоподібного станів і плазми), було вперше отримано в 1995 р. групою вчених Колорадського університету, в яку входили Карл Віман, Ерік Корнел, Майкл Андерсон, аспіранти Джесон Еншер, Майкл Матьюс. Приблизно $4 \cdot 10^6$ атомів рубідію (Rb) з температурою біля 90 мК було введено в магнітну пастку, так що їх концентрація в пастці складала $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Після охолодження випаровуванням протягом 70 с у магнітній пастці залишилось $2 \cdot 10^3$ атомів, що відповідає концентрації атомів $n = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Температура атомів у кінці процесу охолодження складала 170 нК, так що виконувалась умова квантового виродження (48). При цьому вперше спостерігалися ознаки конденсації Бозе – Ейнштейна: а) стрибкоподібна зміна концентрації, коли радіочастотні коливання наближалися до резонансу, що відповідає нульовому полю; б) розподіл атомів за швидкостями відповідає сильному заповненню основного стану; в) анізотропія розподілу швидкостей атомів у основному стані відбивала анізотропію потенціалу пастки. У тому ж 1995 р. за допомогою аналогічного охолодження було досягнуто конденсації Бозе – Ейнштейна атомів літію і натрію.

Висновки

Результати експериментальних та теоретичних досліджень кінця 20-го століття показали, що за допомогою лазерного випромінювання можна не тільки нагрівати речовину до надвисоких температур, а й охолоджувати до наднизьких температур.

Для охолодження атомів у полі лазерного випромінювання створюються такі умови, що атом випромінює фотони з більшою енергією, ніж поглинає. Дефіцит енергії процесу поглинання–випромінювання покривається за рахунок кінетичної енергії атома.

За рахунок **доплерівського охолодження** атомів досягається температура порядку 10^{-4}K , яка отримала назву доплерівської температури. Мінімальна температура, що може бути досягнута за рахунок ефекту Доплера, обумовлена стохастичною (випадковою) природою процесів поглинання і спонтанного випромінювання фотонів атомами. Із співвідношення невизначеності $\Delta E \Delta t \approx \hbar$, взявши $\Delta t = 2\tau_{21}$ (що відповідає високим інтенсивностям лазерного збудження, коли атом перебуває приблизно однаковий час на нижньому і верхньому робочих рівнях) і $\Delta E = kT_{\min}$, де k – стала Больцмана, отримаємо

$$T_{\min} = \hbar / (k\tau_{21}). \quad (50)$$

Для **суб-доплерівського охолодження** використовується так званий **сізіфів ефект** (інша назва – **стимульоване охолодження**). Електричне поле інтенсивної стоячої лазерної хвилі викликає ефект Штарка – розщеплення підрівнів атомів. Це розщеплення відсутнє у вузлах стоячої хвилі й максимальне – у пучностях. Якщо атом поглинає фотон, знаходячись у вузлі стоячої хвилі, а потім рухається в сторону пучності та, досягнувши пучності, випромінює фотон більшої енергії, то дефіцит внутрішньої енергії покривається зменшенням кінетичної енергії атома при подоланні потенціального бар'єру. Слід відзначити, що цей ефект при енергії фотонів $\hbar\omega > E_2 - E_1$ відбувається лише для дуже повільних

атомів, які за час життя τ_{21} рівня E_2 рухаються не далі, ніж з вузла у пучність, тобто на $\lambda/4$. Для атомів з більшими швидкостями при $\Delta\omega > 0$ за рахунок ефекту Доплера відбувається нагрівання. Таким чином, сізифів ефект можна використовувати лише після доплерівського охолодження атомів.

Для суб-доплерівського охолодження атомів використовується також рух атомів у **світловій хвилі з градієнтом поляризації** при наявності у охолоджуваних атомів багатьох енергетичних рівнів. При русі атома в сильному світловому полі з періодично змінною поляризацією змінюється величина штарківського розщеплення рівнів та ймовірність оптичних переходів. Якщо атом поглинає фотони в області, де розщеплення рівнів менше, а випромінює там, де розщеплення більше, то різниця енергій покривається за рахунок зменшення кінетичної енергії атомів. Описаний механізм ефективний лише для атомів з малою швидкістю $v < v_c$, де критична швидкість v_c відповідає зміщенню $\Delta z = \lambda/8$ за час $\Delta t = 1/W_{12}$, тобто $v_c = \frac{\lambda}{8} W_{12}$. Таким чином, даний ефект можна використовувати також лише після доплерівського охолодження атомів.

Мінімальна температура, яка може бути досягнута при даному механізмі охолодження атомів, відповідає випадку, коли імпульс атома має величину порядку імпульсу одного випромінюваного фотона (імпульсу віддачі). Квантово-механічний розгляд дає для середнього значення імпульсу охолоджених атомів $P_{\min} \approx 6\hbar k$, де k – хвильовий вектор фотона у лазерному випромінюванні, і для температури

$$kT_{\min} \approx \frac{18(\hbar\omega)^2}{m c^2}, \quad (51)$$

де m - маса атома. В 3-вимірному “оптичному сиропі” на основі атомів Cs описаним методом отримано було мінімальну температуру 2,5мкК.

Для **суб-віддачного охолодження** використовуються переходи між такими рівнями, для яких ймовірність поглинання фотона дорівнює нулю при швидкості атома $v=0$ і зростає при збільшенні швидкості. Тоді створюється

кості атома $v=0$ і зростає при збільшенні швидкості. Тоді створюється „чорна область” у просторі швидкостей: атоми, що випадково попали в дану область, не можуть її покинути. Даним методом у 1995р. було досягнуто тривимірне охолодження атомів до $T = 0,2\hbar k / m$.

Інший спосіб **суб-віддачного охолодження** використовує вимушене раманівське розсіювання лазерного випромінювання. Вперше раманівське охолодження атомів натрію до температури $T = 0,2\hbar k / m$ було продемонстровано в 1992 р. В 1996р. за допомогою раманівського охолодження досягнуто температури атомів 1мкК.

Охолодження до наднизьких температур було здійснено за рахунок локалізації атомів у магнітній пастці та наступного ”випаровування” із цієї пастки атомів, швидкість яких була більша від середньої її величини (для атомів, що знаходились у даній пастці). За допомогою випаровування атомів із магнітної пастки досягнуто температури атомів $T \sim 10^{-8}\text{K}$.

Використання лазерного охолодження атомів відкриває нові перспективи революційних досягнень у фізиці й техніці. В 1995 р. було вперше отримано новий стан речовини – конденсат Бозе–Ейнштейна. З’явилась можливість на кілька порядків величини зменшити похибку стандарту частоти, підвищити точність еталонів фундаментальних фізичних величин, розв’язати багато важливих проблем атомної спектроскопії.

ЛІТЕРАТУРА

1. Григорук В. І., Коротков П. І., Хижняк А. І. Лазерна фізика: Підручник. – К.: «МП Леся», 1997. – 480 с.: іл.
2. Страховский Г.М., Успенский А.В. Основы квантовой электроники. 2-е изд. - М.: Высшая школа, 1979.
3. Карпов Н.В. Лекции по квантовой электронике. -М.: Наука, 1988.
4. Звелто О. Принципы лазеров. -М.: Мир,1990.
5. Adams C. S., Riis E. Laser cooling and trapping of neutral atoms // Progress in Quantum Electronics. – 1997. – V. 21, No 1. – P. 1–79.

ЗМІСТ

1. ДОПЛЕРІВСЬКЕ ОХОЛОДЖЕННЯ АТОМІВ.....	3
1.1. Сила доплерівського тертя.....	4
1.2. Доплерівське охолодження ансамблю атомів.....	7
2. СУБ-ДОПЛЕРІВСЬКЕ ОХОЛОДЖЕННЯ АТОМІВ.....	9
2.1. Сізіфів ефект.....	9
2.2. Суб-доплерівське охолодження атомів у світловій хвилі з градієнтом поляризації.....	12
3. ОХОЛОДЖЕННЯ ДО СУБ-ВІДДАЧНИХ ТЕМПЕРАТУР.....	17
3.1. Швидкісно–селективне оптичне поглинання.....	18
3.2. Раманівське охолодження.....	19
4. ОХОЛОДЖЕННЯ АТОМІВ ДО НАДНИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР.....	23
4.1. Магнітні пастки для атомів.....	23
4.2. Випаровування атомів у магнітних пастках.....	24
5. ТОЧНІ ВИМІРЮВАННЯ НА ХОЛОДНИХ АТОМАХ.....	25
6. БОЗЕ – КОНДЕНСАТ.....	27
ВИСНОВКИ.....	29
ЛІТЕРАТУРА.....	32