

РАМАНОВСКАЯ СЕЛЕКЦИЯ ПУЧКОВ АТОМОВ ПО СКОРОСТЯМ

Е.А.Корсунский, Д.В.Косачев, Б.Г.Матисов, Ю.В.Рождественский

Государственный технический университет
195251, Санкт-Петербург

Поступила в редакцию 28 января 1992 г.

Показана возможность получения ультрахолодных атомов с эффективной температурой $T \simeq 10^{-12}$ К на основе скоростной селекции пучка атомов при использовании стимулированного рамановского перехода.

1. Недавно в эксперименте ¹ посредством скоростной селекции получен образец атомов натрия с шириной Δv скоростного распределения $\Delta v \simeq 3 \cdot 10^{-2}$ см/с, что на два порядка ниже скорости v_R отдачи атома ($v_R \simeq 3$ см/с). Эффективная температура таких атомов составляет всего 24 pK. В ¹ селекция выполнялась методом стимулированных рамановских переходов, возбуждаемых двумя встречными световыми волнами.

В настоящей статье показано, что образование узких структур в скоростном распределении атомов данным методом будет иметь место для любых атомов с Λ -конфигурацией уровней, и оно слабо зависит как от величин, так и от направления волновых векторов возбуждающих полей. Их можно наблюдать и в случае сонаправленных волн, и в случае встречных волн (как в ¹), и даже в случае двойного радиооптического резонанса.

Сущность указанной скоростной селекции может быть качественно описана следующим образом. Все атомы в начальный момент времени оптически накачаны в одно из нижних состояний, например, $|1\rangle$ (см. рис.1). После взаимодействия с двумя когерентными полями, параметры которых выбраны так, чтобы соответствовать π -импульсу, связывающему долгоживущие уровни $|1\rangle$ и $|2\rangle$, атомы посредством стимулированного рамановского перехода попадают в состояние $|2\rangle$. Так как условия резонанса между волнами и переходами зависят от скорости атома, то только часть атомов из начального распределения переходит на уровень $|2\rangle$. В результате на втором уровне образуется скоростной пик, ширина которого в общем случае определяется значениями частот Раби приложенных полей и временем взаимодействия атомов с полями. При определенных параметрах возбуждающих волн ширина Δv скоростного пика на уровне $|2\rangle$ может быть много меньше скорости v_R отдачи атома.

2. Рассмотрим реализацию метода на примере Λ -атома (рис.1) взаимодействующего с полем двух электромагнитных волн с частотами ω_m и волновыми векторами \vec{k}_m ($m = 1, 2$):

$$\vec{E}(z, t) = \vec{e}_1 E_1 \cos(\omega_1 t \mp k_1 z) + \vec{e}_2 E_2 \cos(\omega_2 t - k_2 z), \quad (1)$$

где E_m - амплитуды волн, \vec{e}_m - единичные вектора поляризации, знак "-" - соответствует случаю сонаправленных, а знак "+" - случаю встречных волн. Будем считать, что спонтанная релаксация в системе отсутствует. Тогда когерентное взаимодействие атома с полем (1) можно описать волновой функцией вида

$$\Psi(z, \zeta, t) = \sum_{m=1,2,3} \Psi_m(z, t) \psi_m(\zeta) \exp(-\frac{i}{\hbar} \epsilon_m t), \quad (2)$$

где z - координата центра масс атома (рассматривается движение только вдоль оси z), ζ - совокупность координат внутренних движений, ϵ_m - энергии уровней в Λ -атоме.

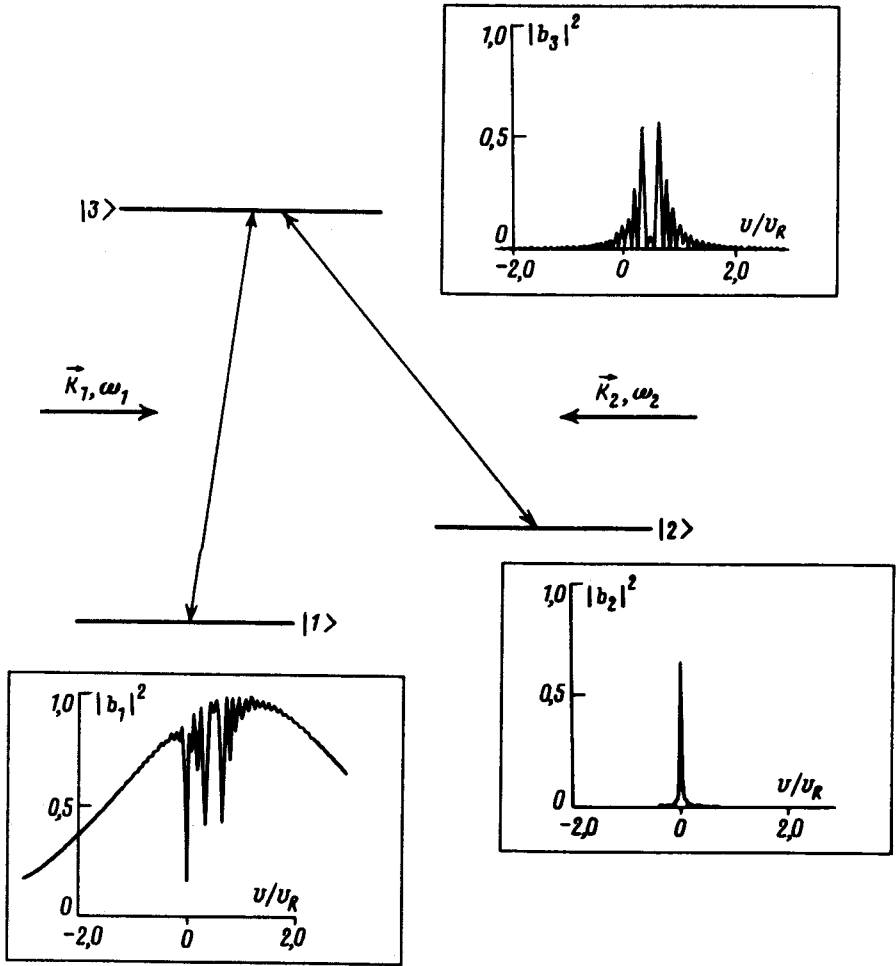


Рис.1. А-атом, взаимодействующий с двумя электромагнитными волнами. На вставках показаны скоростные распределения населенностей соответствующих уровней спустя время $\tau = 60,5(\omega_R)^{-1}$ после включения полей, в случае встречных волн. Первоначально вся населенность находится на уровне $|1\rangle$ с гауссовым распределением по скоростям, центрированным на $v_0 = v_R$ и шириной $\Delta v(t=0) = 3v_R$. $g_1 = g_2 = 0, 1\omega_R$

Динамику атомных состояний определяет гамильтониан

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \hat{V}, \quad (3)$$

где \hat{H}_0 соответствует внутренним состояниям атома с собственными функциями $|k\rangle$ ($k = 1, 2, 3$), \hat{V} - оператор взаимодействия атома с полем (1), M - масса атома.

Подставляя (2) в уравнение Шредингера с гамильтонианом (3), в резонансном приближении получим систему уравнений описывающих пространственное движение А-атома в поле (1). Переход к импульсному представлению волновых функций дает уравнения для амплитуд $b_m(v, t)$ вероятностей квантовых состояний в импульсном пространстве:

$$i\dot{b}_1 = (\Omega_1 - y_1)b_1 - g_1 b_3,$$

$$i\dot{b}_2 = (\Omega_2 - y_2)b_2 - g_2b_3,$$

$$i\dot{b}_3 = -g_1b_1 - g_2b_2. \quad (4)$$

Здесь $y_1 = \pm k_1 v - \omega_{R1}$, $y_2 = k_2 v - \omega_{R2}$, $\omega_{Rm} = \frac{\hbar k_m^2}{2M}$ - частота отдачи, v - скорость атома, $g_m = (2\hbar)^{-1} \langle m | \hat{V} | 3 \rangle$ - частота Раби, Ω_m - расстройка ($m = 1, 2$).

3. Приведем для примера аналитическое решение системы (4) в случае, когда Λ -атом взаимодействует с двумя сонаправленными световыми волнами. Так вероятность обнаружить атом в состоянии $|2\rangle$ со скоростью v имеет вид

$$|b_2(v - v_R, T)|^2 = \frac{1}{2} |b_1(v, 0)|^2 \left\{ 1 - \frac{4g^2}{\Delta_0^2} \sin^2 \left(\frac{1}{2} \Delta_0 t \right) - \frac{\Delta_0 + \Delta}{2\Delta_0} \cos \left(\frac{\Delta_0 - \Delta}{2} t \right) - \frac{\Delta_0 - \Delta}{2\Delta_0} \cos \left(\frac{\Delta_0 + \Delta}{2} t \right) \right\}, \quad (5)$$

где для простоты предполагается равенство расстройек $\Omega_m \equiv \Omega$, частот Раби $g_m \equiv g$ и волновых чисел полей $k_m \equiv k$; $\Delta = \Omega + \omega_R - kv$, $\Delta_0^2 = \Delta^2 + 8g^2$. Считается также, что вся населенность в начальный момент времени сосредоточена на уровне $|1\rangle$.

Из (5) следует, что величина населенности состояний атома непосредственно зависит от его скорости, что делает возможным само явление скоростной селекции. После взаимодействия атомов с полем (1) в течение времени

$$\tau = (n - 1/2)^{1/2} \pi g^{-1}, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (6)$$

соответствующему π -импульсу связывающему уровни $|1\rangle$ и $|2\rangle$, на уровне $|2\rangle$ появляются скоростные пики с шириной

$$\Delta v = v_R g \omega_R^{-1} \frac{(2m - 1)}{(2n - \frac{1}{2})^{1/2}}, \quad m \leq n = 1, 2, \dots \quad (7)$$

центрированные на скорости

$$v_n^m = \left(\Omega - \omega_R \pm 2g \frac{(2m - 1)}{(2n - \frac{1}{2})^{1/2}} \right) k^{-1}, \quad m \leq n = 1, 2, \dots \quad (8)$$

Из (7) видно, что для частот Раби $g \ll \omega_R$ - частоты отдачи ($\omega_R \simeq 30$ КГц для атомов Na^{23} на переходе $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$) ширина Δv скоростного пика на уровне $|2\rangle$ много меньше скорости v_R отдачи атома.

Выражения для амплитуд $b_m(v, t)$ вероятностей в случаях встречных световых волн и двойного радиооптического резонанса (ДРОР) имеют вид аналогичный (5). На вставках к рис.1 и на рис.2 изображены населенности уровней атома в зависимости от его скорости для случаев встречных световых волн и ДРОР соответственно. Характерно, что и здесь за время τ , которое соответствует π -импульсу в рамановской схеме переходов, на уровне $|2\rangle$ образуется узкий скоростной пик с шириной $\Delta v \ll v_R$. Например, в случае встречных волн $\Delta v = 10^{-2} v_R$ при $g = 0, 1 \omega_R$, что соответствует эффективной температуре $T_{eff} \simeq 10^{-12}$ К (для атомов Na).

Рамановскую скоростную селекцию по схеме двойного радиооптического резонанса легко осуществить, например, у атомов Zn , Ca , Mg , Cd , Hg , где частота оптического перехода $|1\rangle - |3\rangle$ относится к синей части видимого спектра, а частота радиоперехода находится в диапазоне единиц ТГц. Это тем более интересно, что пучки атомов Ca , Mg , приготовленные методом скоростной селекции могут найти важное применение в пучковых стандартах частоты ².

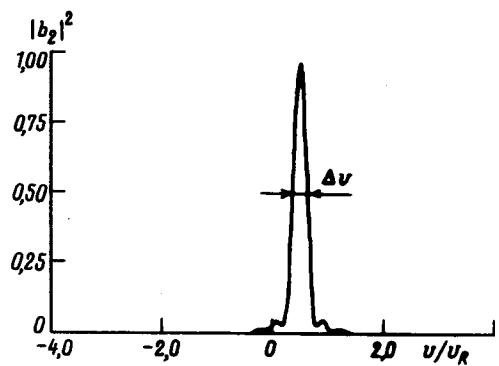
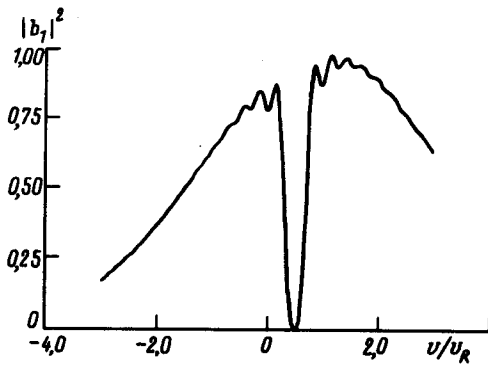


Рис.2. Скоростная селекция атомов в случае двойного радиооптического резонанса. Время взаимодействия $\tau = 23(\omega_R)^{-1}$. Остальные параметры те же, что и на рис.1

4. Метод рамановской скоростной селекции предъявляет весьма жесткие требования к эксперименту. Отметим основные из них.

Когерентный характер взаимодействия с полем предполагает малый вклад спонтанной релаксации в динамику системы. Обычно это условие подразумевает малые времена взаимодействия $t \ll \gamma^{-1}$ (γ - скорость спонтанной релаксации). Для практической же реализации рассматриваемого метода селекции необходимы значительные времена $\approx 10^{-3}$ с. Для того, чтобы существенно уменьшить вклад спонтанной релаксации, необходимо слабо заселять возбужденный уровень $|3\rangle$ за счет либо большой отстройки от резонанса (как это было сделано в ¹), либо малых частот Раби.

В реальных экспериментах такого рода минимальная ширина рамановского перехода, а, следовательно, и минимальная ширина конечного скоростного распределения определяется скоростью Γ поперечной релаксации между уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Физически, поперечная релаксация может быть вызвана несколькими причинами: конечная ширина спектра полей лазерного излучения, пролетное уширение, столкновение атомов между собой и др. Поэтому необходимо использовать хорошо скоррелированные источники излучения, например, методом акусто-оптической модуляции ³. Для уменьшения пролетного уширения удобно использовать предварительно охлажденные атомные пучки.

-
1. M.Kasevich et al. Phys. Rev. Lett. 66, 2297 (1991).
 2. E.Bava et al., IEEE J.Quant. Electr. QE23, 455 (1987).
 3. P.R.Hemmer et al. JOSA B 3, 219 (1986).