

Приготовление перепутанных состояний спина свободного электрона и ядерного спина методом резонансной лазерной фотоионизации

С. К. Секацкий¹⁾

Institut de Physique de la Matière Condensée Université de Lausanne, BSP, CH 1015 Lausanne – Dorigny, Switzerland

Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 31 июля 2003 г.

Предложен и проанализирован способ создания перепутанных квантовых состояний спинов свободного электрона и ядерного спина при резонансной ступенчатой лазерной фотоионизации свободных атомов.

PACS: 03.67.–a, 32.80.Rm, 32.90.+a

Квантовая информатика, в рамках которой появляются принципиальные возможности решения (“вычислимости”) задач, недоступных за разумное время для любых классических алгоритмов, создания фундаментально защищенных от копирования информационных каналов и т.д. (см., например, [1–3]), в последнее время является областью интенсивных исследований. Особую роль для многих приложений квантовой информатики играют нелокальные “перепутанные” (entangled) состояния многочастичных квантовых систем – такие состояния, для которых волновая функция не может быть представлена в виде прямого произведения волновых функций подсистем (хороший обзор можно найти в [4]). Классическим примером таких состояний является знаменитая “пара разлетающихся частиц” Эйнштейна – Подольского – Розена [5] и ее спиновая модификация, проанализированная Бомом [6]: две частицы со спином $1/2$, находящиеся в синглетном состоянии с суммарным спином $= 0$. Сколь бы далеко пространственно не разлетелись эти частицы, они по-прежнему описываются нелокальной коллективной волновой функцией

$$|S = 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|s_1 = 1/2\rangle|s_2 = -1/2\rangle - |s_1 = -1/2\rangle|s_2 = 1/2\rangle),$$

для которой никакой из частиц нельзя приписать определенное значение проекции спина s_1 или s_2 .

Кроме квантового компьютера, нелокальные перепутанные состояния используются для телепортации, проверки белловских неравенств и т.д., в связи с чем и были предложены и практически реализованы многочисленные схемы их генерации [1–4].

Целью настоящего письма является предложение и анализ способов приготовления перепутанных состояний двух спинов различной природы – а именно, ядерного и электронного спинов. Показано, что такие состояния эффективно создаются при использовании подходящей схемы резонансной лазерной многоступенчатой фотоионизации атомного пучка с учетом сверхтонкого расщепления.

Схема эксперимента по созданию указанных перепутанных состояний является обычной схемой лазерной резонансной многоступенчатой фотоионизации атомов высокого разрешения. В качестве конкретного примера подобных экспериментов можно указать, например, выполненную с участием автора работу [7]; см. также монографию [8] для обзора метода в целом.

В качестве первого примера рассмотрим стабильные изотопы таллия $^{203,205}\text{Tl}$ которые оба имеют ядерный спин $I = 1/2$. На первой ступени фотоионизации естественно использование резонансного перехода $6^2P_{1/2} - 7^2S_{1/2}$ на длине волны 377.6 нм, хорошо освоенной современной лазерной техникой. На этой ступени от лазерного излучения не требуется ни поляризации, ни узкополосности (высокого разрешения), то есть все сверхтонкие компоненты верхнего уровня $7^2S_{1/2}$ заселяются одинаково. На второй ступени резонансной фотоионизации поляризация света по-прежнему не имеет значения, но спектральная линия должна быть достаточно узкой, чтобы оптический переход заканчивался в состоянии $n^2P_{1/2}$ ($n = 8, 9 \dots$) на подуровне сверхтонкой структуры с $F = 0$. (Используется обычная нотация $F = I + J$; поскольку 0–0 переход, как известно, запрещен, в исходном состоянии атом должен находиться в состоянии $F = 1$. Необходимые длины волн лазерного

¹⁾e-mail: Sergej.Sekatskii@ipmc.unil.ch

излучения для этих и других переходов, обсуждаемых в настоящей работе, легко могут найдены из литературы и для краткости опущены.) Насколько мне известно, в литературе отсутствуют данные о сверхтонком расщеплении соответствующих верхних уровней $n^2P_{1/2}$ ($n = 8, 9 \dots$), однако, исходя из значения сверхтонкого расщепления уровня $6^2P_{1/2}$ (12.2 и 12.3 ГГц для изотопов ^{203}Tl и ^{205}Tl , соответственно, см., например, [9] и цитируемые там ссылки) вместе с известными законами убывания сверхтонкого расщепления с ростом главного квантового числа n (см., например, [10]) и характерным спектральным разрешением фотоионизационного эксперимента в геометрии перпендикулярного атомного пучка (порядка 100 МГц [7, 8]), реализация подобного возбуждения не представляет особых трудностей.

В результате такой процедуры атом оказывается в состоянии $n^2P_{1/2}$ ($F = 0$), которое, понимаемое как комбинация состояний I и J , является перепутанным белловским (а также бомовским) состоянием ядерного спина и суммарного углового момента валентного электрона:

$$h1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|m_J = 1/2\rangle|m_I = -1/2\rangle - |m_J = -1/2\rangle|m_I = 1/2\rangle),$$

Следующий шаг состоит в использовании линейно поляризованного лазерного излучения для перевода атома на ридберговский уровень $N^2S_{1/2}$ (N порядка двадцати–тридцати) с его последующей ионизацией (квази) статическим электрическим полем [8]. Сверхтонкое взаимодействие в этом высоковозбужденном состоянии пренебрежимо мало [10], что, иными словами, означает разрыв связи I и J : оптический переход не меняет значения ядерного спина и его проекции, изменяется лишь значение J и m_J . (Ситуация вполне аналогична получению поляризованных электронов при резонансной фотоионизации: если $L-S$ связь в континууме или автоионизационном состоянии неэффективна, при соответствующем оптическом переходе меняется лишь значение орбитального момента L электрона, но не его спина S – см., например, [11].) Линейно поляризованное лазерное излучение меняет значение проекции m_J на ± 1 , следовательно, состояние $m_J = -1/2$ переходит в $m_J = +1/2$. Так как для уровня $N^2S_{1/2}L = 0$ и $J = S$, $m_J = +1/2$ означает $m_s = +1/2$. Аналогично, исходное состояние $m_J = +1/2$ переходит в $m_s = -1/2$. Последующая ионизация атома электрическим полем в свою очередь не меняет значения спинов (ни ядерного, ни электронного), сопровожда-

ясь лишь изменением орбитального момента электрона.

Таким образом, после вышеуказанных процедур мы получаем свободный электрон и ион, спиновое состояние которых описывается вполне “перепутанной” волновой функцией:

$$h2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|m_s = -1/2\rangle|m_I = -1/2\rangle - |m_s = 1/2\rangle|m_I = 1/2\rangle).$$

Эта функция не является собственной функцией оператора суммарного спина $I + S$, но имеет все характерные особенности нелокального состояния, описанного Эйнштейном – Подольским – Розеном – Бомом [5, 6]: индивидуальной частице нельзя приписать никакого определенного значения проекции спина, а измерение этой проекции “меняет” состояние другой частицы.

Аналогично может быть сконструирован пример создания перепутанного состояния для ядерного спина $3/2$. Удобной системой для этого являются стабильные изотопы галлия $^{69,71}\text{Ga}$. Данные о сверхтонком расщеплении для изотопов галлия см. в [12–14]. Не конкретизируя, повторим лишь сказанное выше: сверхтонкое расщепление и спектральное разрешение лазерного многоступенчатого фотоионизационного эксперимента в геометрии перпендикулярного атомного пучка таковы, что переходы с разрешением сверхтонкой структуры для атомов галлия вполне могут быть реализованы на первых двух ступенях фотоионизации.

В данном случае уже на первой ступени фотоионизации $4^2P_{1/2} - 5^2S_{1/2}$ на длине волны 403.4 нм, необходимо использовать узкополосное и циркулярно поляризованное (для определенности, σ^+) излучение на переходе $F = 1 - F = 1$. С учетом правил отбора по проекции F , $\Delta m_F = +1$, мы будем иметь в возбужденном состоянии величину $m_F = 0, +1$. Далее, на второй ступени фотоионизации мы также используем σ^+ лазерное излучение на переходе $F = 1 - F = 1$ между уровнями $5^2S_{1/2}$ и $n^2P_{1/2}$ ($n = 6, 7 \dots$), в результате чего мы получаем состояние с $m_F = +1$. В терминах состояний I и J это – перепутанное состояние спина ядра и суммарного углового момента электрона

$$h3 = \frac{\sqrt{3}}{2}|m_J = -1/2\rangle|m_I = 3/2\rangle - \frac{1}{2}|m_J = 1/2\rangle|m_I = 1/2\rangle$$

(коэффициенты выписаны, исходя из соответствующих факторов Клебша–Гордона). Аналогично выше-

разобранному случаю изотопов таллия, используя линейно поляризованное излучение для осуществления перехода в ридберговское $N^2S_{1/2}$ – состояние с последующей ионизацией электрическим полем, мы получаем следующее перепутанное состояние спинов свободного электрона и ядра:

$$h4 = \frac{\sqrt{3}}{2}|m_s = 1/2\rangle|m_I = 3/2\rangle - \frac{1}{2}|m_s = -1/2\rangle|m_I = 1/2\rangle.$$

Получение перепутанных состояний для ядерного спина $I = 1$ можно проиллюстрировать на примере стабильного изотопа ${}^6\text{Li}$. Здесь вполне применима схема двухступенчатой резонансной лазерной фотоионизации. На первой ступени используем σ^+ -поляризованное лазерное излучение на переходе $2^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2}$, $F = 1/2 \rightarrow F = 1/2$. Сверхтонкое расщепление атомов лития мало (228 МГц и 26 МГц для указанных уровней, см. [15] и цитируемые там ссылки), но, как это было продемонстрировано в эксперименте [15], вполне достаточно для спектрального разрешения всех компонент сверхтонкой структуры в геометрии хорошо коллимированного перпендикулярного атомного пучка.

После первой ступени фотоионизации атомы лития оказываются в состоянии со значением проекции $m_F = +1/2$, которое, понимаемое в терминах I и J , может быть записано как

$$h5 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}}|m_J = -1/2\rangle|m_I = 1\rangle - \frac{1}{3}|m_J = 1/2\rangle|m_I = 0\rangle.$$

Переводя его вторым квантом линейно поляризованного лазерного излучения в ридберговское состояние $N^2S_{1/2}$ и ионизируя квазистатическим электрическим полем, мы получаем следующее перепутанное состояние ядерного и электронного спинов:

$$h6 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}}|m_s = 1/2\rangle|m_I = 1\rangle - \frac{1}{3}|m_s = -1/2\rangle|m_I = 0\rangle.$$

Таким образом, мы продемонстрировали, что перепутанные состояния спина свободного электрона и ядерного спина могут быть эффективно и без

существенных трудностей созданы методом лазерной резонансной ступенчатой фотоионизации атомов. Приведенные здесь примеры не исчерпывают, разумеется, ни списка атомов, удобных для создания соответствующих перепутанных состояний, ни схем фотоионизации. Данные состояния могут использоваться аналогично другим активно исследуемым сегодня перепутанным состояниям. В частности, ввиду своей нелокальности (несвязанные электрон и ион очень быстро разлетаются на макроскопически большие расстояния), представляет большой интерес телепортация спинового состояния ядра (системы, гораздо более сложной, чем фотон) при использовании перепутанного с ним электрона как “ancilla” (вспомогательной квантовой системы), ср. [1–4].

1. M. Nielsen and I. Chuang, *Quantum computation and quantum communication*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000.
2. C. H. Bennet and D. P. DiVincenzo, *Nature (London)* **404**, 247 (2000).
3. *Quantum computation and quantum information*, Eds. C. Macchiavello, G. M. Palma, and A. Zeilinger, World Scientific, Singapur, 2001.
4. И. В. Баргатин, Б. А. Гришанин, В. Н. Задков, УФН **171**, 625 (2001).
5. A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
6. D. Bohm, *Quantum Theory*, Prentice Hall, Englewood Cliff, 1951.
7. В. И. Мишин, С. К. Секацкий, В. Н. Федосеев и др., *ЖЭТФ* **66**, 235 (1987).
8. В. С. Летохов, *Лазерная фотоионизационная спектроскопия*, М.: Наука, 1986.
9. D. S. Richardson, R. N. Lyman, and P. K. Majumder, *Phys. Rev.* **A62**, 012510 (2000).
10. L. Armstrong, *Theory of the hyperfine structure of free atoms*, John Wiley & sons, New York, 1971.
11. J. Kessler, *Polarized Electrons*, Springer – Verlag, Berlin, 1976.
12. C. Krenn, W. Scherf, O. Khait et al., *Z. Phys.* **D41**, 229 (1997).
13. J. H. M. Neijzen and A. Doenzelmann, *Physica* **C98**, 235 (1980).
14. A. Lurio and A. G. Prodell, *Phys. Rev.* **101**, 79 (1956).
15. J. Walls, R. Ashby, J. J. Clarke et al., *Eur. Phys. J.* **D22**, 159 (2003).