

# Оптический метод наблюдения скрытой инверсии населенности ядерных состояний (схема возможного эксперимента)

Л.А.Ривлин

*Рассмотрена возможность наблюдения в подпороговом режиме скрытой ядерной инверсии по сопровождающему ее изменению оптических спектров ядросодержащих атомов.*

**Ключевые слова:** скрытая инверсия населенностей, ядерные состояния,

Скрытая инверсия населенности свободных ядер, состоящая в относительном сдвиге энергий ядерных переходов с испусканием и поглощением гамма-фотонов, а также в их дополнительном доплеровском смещении, лежит в основе концепции гамма-лазера, действие которого не требует превышения числа возбужденных ядер над числом невозбужденных и базируется на явлении отдачи ядер при излучательных процессах (см., напр., [1]). Таким образом, несмотря на теоретическую очевидность и прозрачность данного явления, наблюдение обеих его составляющих даже в подпороговом режиме при отсутствии усиления потока гамма-фотонов сыграло бы выдающуюся роль в продвижении к полномасштабному гамма-лазерному эксперименту. Следует отметить, что первая составляющая – сдвиг энергий переходов – неоднократно надежно зафиксирована гамма-спектроскопическими методами, в отличие от второй, доплеровской составляющей, которая, по-видимому, экспериментально не наблюдалась.

Исходной предпосылкой возможности косвенного обнаружения скрытой ядерной инверсии является тот факт, что упомянутое доплеровское смещение частот ядерных переходов, свидетельствующее о возникновении скрытой инверсии, сопровождается соответствующим ему смещением частот переходов атомов, содержащих ядра. Детально следуя основным положениям работы [2], можно утверждать, что наблюдение и надежное измерение этого частотного смещения чисто оптическими методами явилось бы убедительным подтверждением возникновения скрытой инверсии населенности свободных ядер. В качестве преимущества такого эксперимента с пониженной подпороговой энергией некогерентной рентгеновской накачки следует отметить то, что его проведение не требует «горячей» лаборатории.

Пусть ядерная среда состоит из свободных ядросодержащих атомов, охлажденных до достаточно низкой температуры  $T$  посредством, например, известных методов лазерного охлаждения. Распределение атомов по скоростям содержит узкий пик вокруг общей переносной

скорости  $v_0$  со среднеквадратичной хаотической скоростью (в метрах в секунду)

$$\bar{v} \approx 150 \left( \frac{T}{A} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $A$  – изотопическое число;  $T$  – температура в кельвинах (в частности, возможно  $v_0 = 0$ ). Ядра подвергаются возбуждению слаборасходящимся некогерентным пучком рентгеновских фотонов вдоль оси  $z$ .

Как известно, любой излучательный гамма-переход с энергией  $E_0$  (в килоэлектронвольтах) в свободном ядре сопровождается передачей ему кинетической энергии отдачи (в миллиэлектронвольтах)

$$E_{\text{rec}} \approx 0.53 \frac{E_0^2}{A} \quad (2)$$

и приращением скорости (в метрах в секунду), коллинеарным волновому вектору гамма-фотона,

$$\Delta v_z \approx 300 \frac{E_0}{A}. \quad (3)$$

В результате возбуждения ядер в распределении атомов по  $z$ -составляющей скорости возникает второй пик вокруг скорости  $v_0 + \Delta v_z$ . Эти два пика могут быть надежно разрешены, если отношение концентраций возбужденных ( $n_2$ ) и невозбужденных ( $n_1$ ) ядер превышает критическую величину:

$$\frac{n_2}{n_1} > \exp \left( -6.15 \frac{E_0^2}{AT} \right). \quad (4)$$

Неравенство (4) означает, что крыло максвелловского распределения атомов с невозбужденными ядрами не перекрывает максимума второго скоростного пика атомов с возбужденными ядрами. Оно справедливо, если отношение  $\beta$  естественной ширины линии к доплеровской ширине мало ( $\beta < 1$ ). Если же  $\beta \rightarrow 1$ , то следует принимать во внимание и естественную лоренцевскую ширину линии  $\Gamma_{\gamma x}$ , и тогда

$$\frac{n_2}{n_1} > 0.22 \left( \frac{A \Gamma_{\gamma x}}{E_0^2} \right)^2, \quad (5)$$

где  $\Gamma_{\gamma x}$  взято в миллиэлектронвольтах. Однако поскольку рассматриваемое подпороговое состояние

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 117454 Москва просп. Вернадского, 78; e-mail: rivlin140322@mccinet.ru

ядерной среды, когда нет нужды заботиться о  $\beta \rightarrow 1$ , обеспечивающем максимальное усиление потока гамма-фотонов, можно ограничиться критерием (4).

Более того, на самом деле ни (4), ни (5) по существу не являются экспериментальными ограничениями, т. к. отношение концентраций  $n_2/n_1$  не может быть выбрано настолько низким, насколько это допускают указанные неравенства, по причине необходимости наличия атомов с возбужденными ядрами в количестве, достаточном для их последующей регистрации. Более простым и наглядным условием надежного разрешения двух пиков в скоростном распределении атомов служит неравенство

$$\Delta v_z \gg \bar{v} \quad (6)$$

между приращением скорости (3) и средней хаотической скоростью (1) атомов ансамбля. Отсюда следует условие на его температуру (в кельвинах)

$$\sqrt{T} \ll 2 \frac{E_0}{\sqrt{A}}. \quad (7)$$

В итоге наблюдение и надежное разрешение второго пика в скоростном распределении атомов, возникающего после поглощения ядрами рентгеновского фотона, служит экспериментальным подтверждением наличия скрытой ядерной инверсии населенности, реализующейся даже при  $n_2 < n_1$ .

Подобное наблюдение второго пика в скоростном распределении ядродержащих атомов может быть произведено чисто оптическими методами, поскольку (наряду со смещением энергии ядерных переходов) при наблюдении вдоль оси  $z$  происходит также смещение частоты оптических переходов ядродержащих атомов на

$$\Delta v_{\text{opt}} = \pm \frac{\Delta v_z}{\psi} v_{\text{opt}} \quad (8)$$

( $v_{\text{opt}}$  – частота перехода неподвижного атома;  $c$  – скорость света), обусловленное линейным эффектом Доплера. Оставляя в стороне методы внутридоплеровской лазерной спектроскопии, можно утверждать, что измерение указанного оптического частотного смещения  $\Delta v_{\text{opt}}$  возможно, если

$$\Delta v_{\text{opt}} \gg \Delta v_T \equiv 7 \times 10^{-7} v_{\text{opt}} \left( \frac{T}{A} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где  $\Delta v_T$  – доплеровская ширина оптической линии атомов. С учетом (8) это дает ограничение температуры атомов

$$\sqrt{T} \ll 1.4 \frac{E_0}{\sqrt{A}}, \quad (10)$$

фактически совпадающее с (7).

С течением времени узкий пик в распределении скоростей атомов, возникающий в результате возбуждения ядер, претерпевает размытие из-за изотропной отдачи при спонтанном излучательном распаде возбужденных состояний. Хотя при этом, разумеется, ядра перестают принадлежать к группе возбужденных, их атомы продолжают входить в состав смещенной на  $\Delta v_z$  скоростной группы и при оптическом детектировании оказываются неотличимыми от атомов, содержащих ядра в возбужденном состоянии. Чтобы минимизировать нежелательное размытие узкого пика, принадлежащего возбужден-

ным ядрам, следует ограничить операционное время  $\Delta t$  последующих оптических измерений интервалом, малым по сравнению со временем жизни  $\tau$  возбужденных ядер:

$$\Delta t \ll \tau. \quad (11)$$

Те же соображения заставляют ограничить время  $\Delta t_x$  некогерентного рентгеновского облучения ядер при их импульсном возбуждении:

$$\Delta t_x \ll \tau. \quad (12)$$

В последнем случае оценка достижимого отношения концентрации возбужденных и невозбужденных ядер такова:

$$\frac{n_2}{n_1} \approx \lambda^2 \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} j_x \frac{\Delta t_x}{\tau}. \quad (13)$$

Здесь  $\lambda$  – резонансная длина волны ядерного перехода;  $J_2$  и  $J_1$  – угловые моменты верхнего и нижнего состояний ядра;  $j_x$  – спектральная яркость некогерентного рентгеновского источника. Видно, что последняя должна быть сравнительно большой: так, для получения  $n_2/n_1 \approx 10^{-9}$  при  $\lambda = 10^{-8}$  см и  $\Delta t_x/\tau = 0.2$  необходимо иметь  $j_x \approx 10^8$  фот./см<sup>2</sup>; при этом неравенство (4) удовлетворяется с большим запасом уже при  $T = 10$  мК.

Оптические спектральные измерения должны быть проделаны в течение времени существования наблюдаемой скрытой инверсии  $\Delta t$  (11). С учетом типичного времени оптической люминесценции  $\Delta t_{\text{lum}} \approx 10$  нс разумно принять  $\Delta t \gg \Delta t_{\text{lum}}$ . Поскольку

$$\tau \gg \Delta t \gg \Delta t_{\text{lum}} \approx 10 \text{ нс}, \quad (14)$$

желательное время жизни ядерного возбужденного состояния можно оценить, например, в 1 мкс или даже больше. Столь большие времена жизни ядер были бы неприемлемы для гамма-лазерного эксперимента, но вполне допустимы в рассматриваемом подпороговом случае, когда нет необходимости обеспечивать предельно узкую линию испускания.

Оценки по приведенным выше выражениям свидетельствуют, что необходимое оптическое разрешение лежит в диапазоне сотен мегагерц, т. е. не выходит за рамки возможностей современной спектроскопии. Следует, однако, принимать во внимание то, что в измерениях может быть использована лишь люминесценция в малом телесном угле вокруг оси  $z$ , поскольку доплеровское смещение подлежит детектированию именно в этом направлении. Это означает, что интенсивность полезного потока оптических фотонов заведомо может быть мала.

Более эффективный подход состоит в возбуждении атомов лучом перестраиваемого оптического лазера, направленным по оси  $z$ , и в детектировании изотропной 4π-люминесценции фотоприемниками, окружающими ядерную среду. Сканируемый перестраиваемый лазер с шириной линии, малой по сравнению с  $\Delta v_T$ , служит, по существу, спектральным анализатором.

Наконец, приведем пример, отнюдь не претендующий на оптимальность: рассмотрим изотоп  $^{179}_{73}\text{Ta}$  с  $E_0 = 30.7$  кэВ,  $\tau = 1.42$  мкс, коэффициентом внутренней электронной конверсии 4.6, мультипольностью перехода  $E1$ ,

$E_{\text{гес}} = 2.8$  мэВ,  $\Delta v_z = 50$  м·с<sup>-1</sup>. Если принять  $T = 10$  мК, то  $\Delta v_z \gg \bar{v} = 1.1$  м·с<sup>-1</sup>, и неравенство (7) выполняется с большим запасом. Далее можно принять  $\Delta t \gg \Delta t_x = 150$  нс  $\ll \tau = 1420$  нс, и тогда  $n_2/n_1 = 10^{-11}$  при  $j_x = 10^7$  см<sup>-2</sup>;  $|\Delta v_{\text{opt}}| \approx 50$  МГц, что в 32 раза превышает  $\Delta v_T$ . Если полагать, что способность детектирования составляет примерно 100 ат./см<sup>3</sup>, то вышеприведенному отношению концентраций отвечает начальная атомная концентрация  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

В итоге рассмотренный метод оптического наблюдения скрытой ядерной инверсии представляется вполне экспериментально реализуемым.

Работа выполнена при частичной поддержке U.S. CRDF-R.S.Ministry of Education Award VZ-010-0.

1. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **27**, 189 (1999).
2. Agee F.J., Carroll J.J., Rivlin L.A., Vuletic V. *Intern. Conf. LASERS'01* (Tucson, USA, 2001).