

Ядерный гамма-лазер: эволюция идеи

Л.А.Ривлин

Рассмотрена эволюция зарубежных и отечественных поисков решения проблемы ядерного гамма-лазера (ЯГЛ), которая почти полвека привлекает внимание, несмотря на отсутствие сегодня убедительных данных о ее экспериментальном решении. Показано, что ключевым внутренним конфликтом любой концепции ЯГЛ является антагонизм между необходимостью аккумуляции достаточного количества возбужденных ядер и требованием сужения гамма-линии испускания вплоть до ее естественной радиационной ширины. Критический анализ различных подходов к разрешению этого конфликта (мессбауэровская схема, глубоко охлажденные ансамбли свободных ядер со скрытой инверсией, ядерное безынертное усиление, двухквантовое гамма-испускание во встречных фотонных пучках, гипотетическая усиливающая среда из долгоживущих изомеров в бозе-эйнштейновском конденсате) свидетельствует, что осуществляемые поиски важны не только ожидаемым результатом, который явился бы стимулом для прогресса всей квантовой нуклеоники как новой ветви физики, но интересны и разнообразием привлекаемых при этом физических дисциплин и экспериментальных методов.

Ключевые слова: квантовая нуклеоника, стимулированные гамма-переходы, изомерные ядра, эффект Мессбауэра, безынертное усиление, лазерное манипулирование нейтральными атомами, подавление избыточного уширения гамма-линии, скрытая инверсия, бозе-эйнштейновский конденсат.

Содержание

1. Введение.	723
1.1. Квантовая нуклеоника	
1.2. Краткая хронология	
2. Особенности стимулированного испускания в гамма-диапазоне	724
3. Мессбауэровская схема ЯГЛ	725
3.1. Первичные предложения	
3.2. Совершенствование мессбауэровской схемы ЯГЛ	
4. Современный этап эволюции концепции ЯГЛ	726
4.1. «Арифметика» ядерного гамма-лазера	
4.2. Стимулированное гамма-излучение в охлажденных ансамблях свободных ядер со скрытой инверсией	
4.3. Стимулированное ядерное гамма-излучение без инверсии населенности	
4.4. Двухквантовое стимулированное гамма-испускание во встречных фотонных пучках	
4.5. Бозе-эйнштейновский конденсат (БЭК) - гипотетически перспективная усиливающая среда ЯГЛ	
5. Заключение.	739
5.1. Сопоставление и классификация разных концепций ЯГЛ	
5.2. Соотношение неопределенности и «ЯГЛ-гипербола»	
5.3. Автономный ЯГЛ?	
5.4. Проблемы, параллельные задаче создания ЯГЛ	
5.5. «Никогда не говори никогда»	
6. Литература.	742

1. Введение

1.1. Квантовая нуклеоника

Мысль о возможности построения ядерного гамма-лазера (ЯГЛ) и вообще распространения идей и методов

Л.А.Ривлин, Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Лаборатория прикладной физики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: lev_rivlin@mail.ru

Поступила в редакцию 6 февраля 2007 г.

квантовой электроники атомов и оптических фотонов на ядра и гамма-кванты возникла почти сразу же после изобретения первых действующих оптических лазеров. Это направление исследовательской активности вскоре получило название *квантовой нуклеоники* (словосочетание, впервые введенное в научный обиход, по-видимому, в [1]).

Разумеется, возможность стимулированного испускания гамма-фотонов ядрами была очевидна еще сто лет назад как непосредственно следующая из законов излучения Эйнштейна. Так, А. Эддингтон в начале прошлого века писал: «Распад радия – спонтанное событие, если

атом радия является изолированной системой. Однако этот распад может быть стимулирован полем гамма-излучения, идентичного по частоте гамма-лучам, испускаемым при распаде радия... величина этого эффекта может быть рассчитана по формулам Эйнштейна» [2].

Однако от понимания возможности до реализации идеи порой бывает дистанция огромного размера: так, оптические лазеры появились лишь спустя полвека после открытия законов стимулированного испускания. Для реального воплощения даже привлекательной и не противоречащей законам природы идеи требуется одновременное сочетание нескольких условий – концептуальная и технологическая подготовленность, а также востребованность, из которых первое, пожалуй, самое важное. Такая удача выпадает на долю далеко не всех хороших идей.

Это в полной мере относится к проблеме ЯГЛ, важность решения которой не случайно подчеркивал В.Л. Гинзбург, неоднократно включая ее в перечень важнейших проблем современной физики [3–6] и снова напомнив о ней недавно в выдержке из нобелевской лекции [7].

Тем не менее опыт прошедшего полувека свидетельствует об отсутствии (насколько известно) не только серьезных экспериментальных попыток, но и полной ясности в подходах к проблеме ЯГЛ даже на концептуальном уровне. В.Л. Гинзбург еще в 1971 г. заметил, что проблема ЯГЛ ждет «какого-то «прорыва» – рождения новой идеи или открытия новых явлений» [3]. Поэтому обсуждение многочисленных отечественных и зарубежных попыток подобного прорыва, в том числе и опирающихся на новые явления и экспериментальные инструменты, заслуживает несомненного внимания.

Кажущийся привлекательным прямой путь решения этой задачи, который состоял бы в попытке переноса (разумеется, с количественным изменением параметров) одной из отработанных схем оптического лазера в более высокочастотный диапазон, является на самом деле тупиковым. Как видно из дальнейшего, огромные количественные различия в условиях задачи (на четыре-пять порядков по частоте или энергии квантов) делают очевидной бесперспективность такого прямого переноса.

Таким образом, цель настоящего рассмотрения состоит в анализе эволюции различных концепций ЯГЛ. Не ограничиваясь кругом идей, традиционно присущих оптической лазерной практике, для их воплощения привлекается опыт иногда весьма далеких областей физики.

1.2. Краткая хронология

Первое обсуждение возможностей решения проблемы ЯГЛ относится к началу шестидесятых годов минувшего столетия, когда почти одновременно появилось множество отечественных и зарубежных публикаций и патентов на изобретения ([8–21] и др.) с разной степенью понимания и проработанности физических основ задачи, обсуждаемых ниже в разд.2. Практически все эти работы рассматривали так называемую мессбауэровскую схему ЯГЛ (см. разд.3).

Второй всплеск интереса к ЯГЛ наблюдался в 1970-е годы, главным образом в связи с отечественными публикациями ([22–47] и др.), в которых делались попытки усовершенствования мессбауэровской схемы, направленные, в частности, на радикальное сужение гамма-линии испускания, повышение эффективности разных типов накачки (например, нейтронами) и т.п.

Результаты этих двух этапов исследований и их критика изложены в подробных обзорных работах [48–54], а также более поздних работах [55, 56] и др., и, по-видимому, вряд ли нуждаются в новом анализе. Тем не менее их основные идеи очень кратко упомянуты ниже в соответствующих разделах*.

Началом нынешнего, третьего этапа эволюции концепции ЯГЛ, которому уделено здесь основное внимание, можно считать последнее десятилетие прошлого и начало настоящего века. Этот этап знаменуется фактическим отказом от представляющегося малоперспективным прямым следования мессбауэровской схеме и поиском различных альтернативных подходов как к задаче создания необходимой инверсии ядерных населенностей, так и к задаче преодоления избыточного уширения линии испускания.

2. Особенности стимулированного испускания в гамма-диапазоне

Оставляя пока в стороне важные, но второстепенные детали скорее технологического характера, следует указать на основные физические факторы, обусловленные упомянутым выше огромным скачком вверх по шкале частот, которые являются главным препятствием к простой реализации ЯГЛ.

Известное стандартное выражение для коэффициента усиления

$$g = \sigma \beta \left(n_2 - \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} n_1 \right) - \chi^n \quad (1)$$

потока фотонов с длиной волны λ в среде с инвертированной концентрацией излучателей n_2 и n_1 на верхнем и нижнем уровнях лазерного перехода с угловыми моментами J_2 и J_1 соответственно содержит зависимости от максимально возможного значения сечения стимулированного испускания

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{2\pi}, \quad (2)$$

от отношения естественной ширины линии перехода $\Delta\omega_r$ к полной ширине $\Delta\omega_{\text{tot}}$

$$\beta = \frac{\Delta\omega_r}{\Delta\omega_{\text{tot}}} \frac{1}{1 + \alpha}, \quad (3)$$

учитывающей все виды избыточного однородного и неоднородного уширения (α – коэффициент внутренней электронной конверсии), а также от всех видов потерь фотонов в среде, пропорциональных полной концентрации n атомов разных типов и описываемых усредненным сечением потерь χ .

Из выражения (1) следует, что

1. Повышение частоты квантов на 4–5 порядков по сравнению с оптическим диапазоном приводит к увеличению вероятности разрешенного спонтанного перехода

* Следует, кстати, отметить, что всплеск активности семидесятых годов неожиданно нашел несколько эйфорическое отражение в научно-популярной прессе: так, в журнале «Наука и жизнь» были опубликованы интервью с ведущими учеными (в том числе с некоторыми из авторов [22–47]) под обнадеживающим общим заголовком «Планируется прорыв» [57].

на 12–15 порядков и энергии, высвобождаемой при переходе, на 16–20 порядков, так что трудно усмотреть какие-либо реальные способы установления и поддержания заметной инверсной населенности столь нежизнеспособного возбужденного состояния и предложить накачку достаточной эффективности. Это обстоятельство было отмечено еще на заре оптической квантовой электроники Таунсом и Шавловым, обозначившими для лазеров ультрафиолетовую высокочастотную границу [58].

2. На 4–5 порядков увеличивается пропорциональное частоте излучения ω неоднородное уширение $\Delta\omega_{\text{tot}}$, связанное с хаотическим движением атомов (например, доплеровское в газе или обусловленное испусканием фононов в твердом теле), что на столько же уменьшает отношение ширины линий β (3).

3. На 8–10 порядков уменьшается максимально возможное значение σ (2), причем при заданной энергии перехода это изменение не может быть устранено никакими способами. В результате (даже при $\beta \rightarrow 1$) произведение $\sigma\beta$, имеющее смысл действующего значения сечения стимулированного испускания, снижается на 8–10 порядков.

Два первых фактора находятся в остром противоречии друг с другом. В самом деле, приведенная выше оценка и запрет Таунса–Шавлова относятся к дипольным переходам, типичным для оптических лазеров. Попытка использовать переходы более высоких мультипольностей из метастабильных состояний с большими радиационными временами жизни τ (что и делается почти во всех рассмотренных ниже версиях ЯГЛ) может уменьшить эту оценку на много порядков, но одновременно согласно соотношению неопределенности это означает такое же уменьшение естественной ширины линии $\Delta\omega_{\gamma}$. Следовательно, для достижения достаточно высоких значений β (3) становится необходимым уменьшить на столько же порядков избыточную полную ширину $\Delta\omega_{\text{tot}}$, что также является весьма непростой задачей.

В итоге совокупность этих устрашающих конкурирующих факторов выглядит как почти абсолютный запрет на возможность наблюдения стимулированного гамма-излучения ядрами (здесь имеется в виду усиление лазерного типа, а не эксперимент на уровне счета отдельных фотонов, который по существу вряд ли стал бы необходимым подтверждением справедливости законов Эйнштейна в ядерной области).

Поэтому практически вся рассматриваемая ниже эволюция концепции ЯГЛ в первую очередь направлена на одновременное преодоление двух первых ключевых препятствий, обозначенных выше. Оно состоит в аккумуляции достаточной концентрации возбужденных ядер n_2 и в полном устранении или компенсации избыточного уширения линии ($\beta \rightarrow 1$).

3. Мессбауэровская схема ЯГЛ

3.1. Первичные предложения

Необходимость преодоления указанных негативных факторов была очевидна уже авторам самых первых предложений начального этапа [8–21], основная идея которых состояла в использовании метастабильных ядер в условиях эффекта Мессбауэра. На первый взгляд, этот подход удачно сочетал снижение требований к накачке относительно долгоживущих метастабильных состоя-

ний с возможностью сужения бесфононной линии испускания вплоть до предельного значения отношения ширины линий $\beta \rightarrow 1$. Однако уже вскоре были сделаны разочаровывающие количественные оценки.

Опыт мессбауэровской спектроскопии указывал на практическую невозможность наблюдения линии естественной ширины в ядрах с временами жизни метастабильного состояния, заметно превышающими 10^{-5} с, и соответственно с радиационной шириной менее 4×10^{-4} мкэВ, из-за разного рода дополнительных источников уширения линии, присутствующих в реальных кристаллах. Поэтому затруднительно было предложить рациональный способ заблаговременного приотворения мессбауэровской твердотельной матрицы с достаточным количеством метастабильных состояний, спонтанно распадающихся за микросекундные времена, и, следовательно, возникала необходимость в накачке ядер в уже готовом для наблюдения стимулированного испускания кристаллическом образце. Однако оказалось, что необходимые для создания инверсии интенсивности накачки любого вида (некогерентное рентгеновское излучение, потоки нейтронов и др.) практически мгновенно нарушают условия испускания бесфононной линии, в частности из-за нагрева и нарушения бездефектности кристалла. Кроме того, помимо общего для всего кристалла нарушения этих условий каждое отдельное возбужденное ядро может выпасть из ансамбля ядер, способных испускать линии естественной ширины, в результате приобретения ядром импульса отдачи в акте накачки (например, нейтронной).

В то же время концентрация метастабильных состояний должна была быть достаточно большой по меньшей мере по двум причинам. Во-первых, в силу спектрального совпадения бесфононных мессбауэровских линий испускания и поглощения создание инверсии требует перевода в возбужденное состояние, грубо говоря, более половины ядер. Во-вторых, поскольку полная концентрация n атомов в мессбауэровской матрице существенно превышает концентрацию метастабильных ядер ($n \gg n_2$), то преодоление нерезонансных потерь в матрице и выполнение порогового условия $g \geq 0$ возможно лишь при достаточно большой концентрации n_2 даже при обычной малости отношения сечений $\chi/\sigma \ll 1$. Изложенные соображения, определенные в одном из обзоров [56] мессбауэровской версии ЯГЛ как неразрешимая «дилемма гамма-лазера», подверглись ревизии в исследованиях второго этапа.

3.2. Совершенствование мессбауэровской схемы ЯГЛ

Интерес к проблеме ЯГЛ возродился в 1972 г. после публикации [22], за которой последовали многочисленные предложения ([23–47] и др.), направленные на обход или смягчение рассмотренных выше препятствий.

Так, недопустимый перегрев кристалла, вызывающий нарушение условий испускания бесфононной линии, при накачке ядер с $\tau \leq 10^{-5}$ с посредством радиационного захвата нейтронов с необходимыми для создания инверсии интегральными потоками порядка $10^{20} \tau^{-1} \text{ см}^{-2}$ (достижимыми сегодня, по-видимому, лишь при ядерном взрыве) полагалось устранять применением легкой твердотельной матрицы типа бериллия в виде тонких игл микронного диаметра [33, 34].

В свою очередь указанные неприемлемые требования к интенсивности нейтронного источника предлагалось

снизить при так называемой двухстадийной нейтронной накачке [35, 37], состоящей в радиационном захвате нейтронов в отдельной вспомогательной мишени-конверторе, после чего излучаемые из нее резонансные гамма-кванты поглощаются ядрами основной мишени, служащей рабочим телом лазера. При этом ожидалось как повышение эффективности накачки, поскольку сечение поглощения резонансных фотонов существенно превышает сечение нейтронного захвата, так и уменьшение дефектообразования и перегрева мессбауэровской матрицы, не подвергаемой нейтронному облучению.

Привлекательность накачки синхротронным излучением по стандартной схеме оптических лазеров [29] ограничивалась недостаточной для этого спектральной яркостью существовавших установок. Предлагалось повысить эффективность рентгеновской накачки подбором характеристических линий рентгеновского спектра, совпадающих с линиями поглощения ядер [38], а также использованием перехода в область гигантского дипольного резонанса [59].

Приложение практики антистоксовых переходов атомарной оптики к задаче накачки ЯГЛ [60–65], состоящее в некогерентном рентгеновском возбуждении радиационных переходов из долгоживущих метастабильных состояний ядер на более высокорасположенный уровень, могло бы заметно уменьшить энергетические затраты на накачку, поскольку поглощаемая энергия сторонних возбуждающих квантов составляла бы только часть (и, возможно, малую) энергии верхнего уровня, лишь добавляясь к энергии исходного метастабильного состояния. Однако антистоксов способ содержит внутреннее противоречие, состоящее в том, что в нем не удается с достаточной эффективностью совместить большую разность угловых моментов основного и метастабильного состояний, обеспечивающую большое время жизни последнего, с требованием малости разности как угловых моментов метастабильного и вышележащего состояний, так и моментов последнего и основного состояний, поскольку оба эти перехода должны быть достаточно быстрыми. Антистоксов способ не снимал и остальных препятствий к созданию ЯГЛ, в первую очередь связанных с требованием сужения линии ($\beta \rightarrow 1$), а также с ограниченностью яркости рентгеновских источников, с перегревом матрицы и др. Кроме того, результаты многочисленных экспериментов по наблюдению ядерных антистоксовых переходов в изомерах $^{180\text{m}}\text{Ta}$ и $^{178\text{m}}\text{Hf}$ ([66–68] и др.) все еще остаются дискуссионными [69, 70].

Необходимость кардинального ослабления требований к накачке привела к обращению к долгоживущим метастабильным состояниям с $\tau \gg 10^{-5}$ с [45], что потребовало преодоления упомянутых выше ограничений на достижимую минимальную ширину бесфононной мессбауэровской линии. В первую очередь это относится к радикальному ослаблению роли магнитных диполь-дипольных взаимодействий посредством известного из практики ЯМР метода их усреднения радиочастотными полями, когда ядра в течение конечного интервала времени с равной вероятностью пребывают в каждой из трех возможных ориентаций [24, 25, 39]. Этот метод усреднения давал надежду на аналогичное уменьшение уширения линии из-за взаимодействия ядерных квадрупольных моментов с градиентом электрического поля в кристаллах с дефектами [22–24], к чему приводило бы также и достаточное совершенство монокристаллов, сообственно-

ще, кроме того, уменьшению уширения из-за локальных химических сдвигов [23, 40, 41].

Успех подобного перехода к более долгоживущим ядрам позволил бы разнести во времени все подготовительные процедуры (приготовление бездефектной кристаллической матрицы с нужной концентрацией рабочих ядер, ее криостатирование, накачку и др.) и процесс стимулированного испускания как такового.

Компромиссный подход к ядрам с промежуточными временами жизни $\tau \approx 0.01 - 10$ с [36] состоял в последовательном создании возбужденных состояний доступными по интенсивности источниками накачки, в быстром выделении и сборе метастабильных ядер известными методами, применяемыми при лазерном разделении изотопов, и, наконец, в выращивании совершенного кристалла.

В качестве одного из путей, позволяющих избежать затруднений при создании условий для эйнштейновского стимулированного гамма-испускания ядер, в [26–28, 30–32] рассматривалась возможность наблюдения ядерной суперфлуоресценции по Дикке.

Неоднократно, начиная с работ первого этапа [8–10, 13], а также [44, 71] и др., рассматривалось создание гамма-резонатора с брэгговскими отражениями от отдельных монокристаллических блоков, а также резонатора из единого монокристалла [10] при выполнении условия, что сфера распространения Эвальда в пространстве обратной решетки кристалла пересекается с не менее чем двумя ее узлами, не считая узла в начале координат (достаточно пересечения сферы с одним узлом, если он и начало координат лежат на концах диаметра сферы).

Неоднократно изучалась также ([13, 14, 44] и др.) возможность уменьшения нерезонансных потерь гамма-фотонов в кристалле на два порядка при соблюдении условий эффекта Бормана [72] для ядерных переходов более высокой мультипольности, чем $E1$ [43, 44] (нулевое электрическое поле на ядрах, присущее электродипольным переходам, исключает для них, по-видимому, совмещение условий вынужденного испускания и эффекта Бормана).

В итоге следует отметить, что в сущности ни одно из рассмотренных в этом разделе предложений не сулило решения задачи ЯГЛ в целом, в первую очередь с одновременным учетом обоих обозначенных выше двух первых ключевых проблем. Возможно, поэтому сегодня неизвестны серьезные экспериментальной попытки наблюдения ядерного стимулированного испускания по какой-либо из предложенных схем.

4. Современный этап развития концепции ЯГЛ

«... ничто не совершенно в человеческих изобретениях... поэтому следует стремиться к улучшениям, если мы не хотим быть ослами»

Роджер Бэкон – «Opus Majus»

4.1. «Арифметика» ядерного гамма-лазера

Началом современного этапа разработки концепции ЯГЛ можно считать середину последнего десятилетия прошлого века. Как уже сказано, этот этап характеризуется отказом от непосредственного следования мессбауэровским схемам первого и второго этапов исследований и поисками альтернативных подходов к решению ключевых задач, сформулированных выше. В некоторых из

этих подходов делаются попытки одновременного решения этих задач. В основе подобных попыток лежат экспериментальные успехи в смежных областях физики, такие как сверхглубокое лазерное охлаждение атомов, демонстрация оптического усиления без инверсии населенностей, наблюдение бозе-эйнштейновской конденсации атомов, развитие методов оптической спектроскопии внутри доплеровской линии, построение двухквантового оптического лазера и др.

В частности, несколько предложений (см. п. 4.2, 4.3 и 4.5) направлено на устранение необходимости в инверсии населенности путем исключения теми или иными способами нижних уровней лазерного перехода из взаимодействия с излучением. Следует подчеркнуть, что, к сожалению, даже положительный результат этих усилий, обращающих в нуль резонансные потери гамма-фотонов, не снимает жестких требований к высокой концентрации возбужденных ядер и, следовательно, к интенсивности накачки, поскольку очевидно, что заметный коэффициент усиления и его превышение над потерями могут быть достигнуты лишь при достаточной концентрации возбужденных ядер.

Последнее видно из следующих элементарных оценок на «арифметическом» уровне. Если учесть указанную возможность исключения резонансного гамма-поглощения и оставить без внимания остальные потери фотонов в среде, то локальный коэффициент усиления (1) $g = \sigma \beta n_2$. Здесь удобно ввести искусственный тест-параметр $G_A = \exp(gL) = \exp(\sigma \beta n_2 L)$, характеризующий верхнюю границу экспоненциального коэффициента усиления на одном проходе ядерной среды длиной L . Тогда при оптимальном условии $\beta \rightarrow 1$ (3) приемлемое для наблюдения стимулированного гамма-испускания значение G_A достигается, если полное число возбужденных ядер на единицу поперечного сечения среды $n_2 L \geq \sigma^{-1} \ln G_A$. Так, если принять умеренное значение $G_A = 1.5$, то для фотонов с энергией 20 кэВ полное число ядер, отнесенное к единичному поперечнику среды, составит совсем не малую величину ($n_2 L \approx 0.8 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$). На самом деле вместо этого значения следует принимать во внимание полное число N_A действующих возбужденных ядер в объеме среды с поперечником $\Delta S \gg \lambda^2$. При ограниченном ΔS полное число $N_A \equiv n_2 L \Delta S$ уже не столь велико, но все еще значительно, например $N_A \approx 10^{10}$ при $\Delta S = 10^{-8} \text{ см}^2$.

Из этой школьной арифметики следует разделение возможных концепций ЯГЛ на два альтернативных класса [73]: с конденсированной средой малой протяженности (например, $n_2 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $L = 1 \text{ см}$) и с разреженной средой большой протяженности (например, $n_2 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $L = 10^3 \text{ см}$). Достоинства и недостатки каждого из классов, отчасти очевидные уже из приведенных чисел, рассмотрены ниже применительно к конкретным схемам ЯГЛ.

4.2. Стимулированное гамма-излучение в охлажденных ансамблях свободных ядер со скрытой инверсией

Центральным местом этой концепции [74–81] служит подавление доплеровского уширения гамма-линии в глубоко охлажденных ансамблях свободных ядер вплоть до достижения $\beta \rightarrow 1$ и одновременно целенаправленное использование явления отдачи свободных ядер, сопутствующего любому акту поглощения или испускания гамма-фотона.

Известные успехи в лазерном манипулировании свободными атомами ввели в экспериментальную практику атомные температуры микро- и даже нанокельвинового диапазона. Это означает, что в случае свободных ядер (газ, атомный пучок и т. п.), когда основным источником уширения линии служит хаотическое движение ядродержащих атомов и соответствующая доплеровская ширина гамма-линии

$$\hbar \Delta \omega_D = 2E \left[2 \ln 2 \left(\frac{k_B T}{Mc^2} \right) \right]^{1/2} \approx 0.7E \left(\frac{T}{A} \right)^{1/2} \text{ мэВ} \quad (4)$$

(E – энергия перехода, M – масса атома, T – абсолютная температура, k_B – постоянная Больцмана, c – скорость света; в численной формуле E измеряется в кэВ, T – в кельвинах и A – массовое число атома), есть надежда на наблюдение достаточно суженных ядерных линий с соблюдением условия $\beta \rightarrow 1$ (в отсутствие других источников уширения) для перехода с радиационным временем жизни $\tau \approx 2\pi/\Delta \omega_D$. Так, при $E = 10 \text{ кэВ}$, $A = 100$, $T = 10^{-6} \text{ К}$, $\hbar \Delta \omega_D \approx 0.7 \text{ мэВ}$ и $\alpha \ll 1$ возможно достижение $\beta \rightarrow 1$ для перехода с радиационным временем жизни $\tau \approx 6 \text{ нс}^*$.

4.2.1. Взаимное кинематическое смещение линий испускания и поглощения из-за отдачи ядер и возникновение скрытой инверсии

Существенной особенностью радиационных процессов в свободных ядрах (в отличие от процессов в ядрах в условиях эффекта Мессбауэра) является эффект отдачи как следствие законов сохранения энергии и импульса при испускании или поглощении гамма-фотона с относительно не малым импульсом. Так, фотон с энергией 10 кэВ способен придать свободному ядру с $A = 100$ вполне ощутимую дополнительную скорость отдачи $30 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. Таким образом, при любом радиационном переходе ядро приобретает кинетическую энергию отдачи

$$E_{\text{rec}} = \frac{E^2}{2Mc^2} \approx 0.5 \frac{E^2}{A} \text{ мэВ} \quad (5)$$

(в численной формуле E измеряется в кэВ), которая при испускании черпается из энергии ядерного состояния, а при поглощении – из энергии фотона

$$\hbar \omega_{e,a} = E \mp E_{\text{rec}}. \quad (6)$$

Это означает, что центры спектральных линий испускания и поглощения оказываются смещенными относительно энергии перехода E на $\mp E_{\text{rec}}$ и относительно друг друга на $2E_{\text{rec}}$. Данное явление, а также его более сложные формы, рассмотренные ниже, будем далее называть кинематическим смещением и расщеплением линий.

Из кинематического смещения линий испускания и поглощения следует важный факт, замеченный еще в 1963 г. [82]: если смещение $2E_{\text{rec}}$ сопоставимо с полной избыточной шириной линии $\Delta \omega_{\text{tot}}$, то возникает предпосылка к образованию так называемой скрытой (hidden), или спектрально-локальной, инверсии населенности без необходимости в тотальной инверсии, т. е. без необходимости в общем превышении числа возбужденных ядер над невозбужденными [55].

* Следует отметить, что формула (26) в [78] и следующие за ней оценки содержат существенные опечатки.

Стоит напомнить, что в оптическом диапазоне известны эффективно действующие лазеры со скрытой инверсией, например полупроводниковые инжекционные лазеры, где относительно неширокая область усиления и область глубокого поглощения спектрально разнесены [74]. Другой вид скрытой инверсии предложен в методе принудительной доплеровской модуляции испускания и поглощения ядер [83]. Скрытая инверсия, обязанный своим происхождением ядерной отдаче в двухтемпературном квазиравновесном газе при радиационных переходах со сверхжесткими гамма-квантами, рассмотрена в [84].

Количественными критериями возникновения скрытой инверсии в ансамбле свободных ядер с концентрациями n_2 и n_1 на верхнем и нижнем уровнях перехода служат два неравенства, в которых кинематическое расщепление линий $2E_{\text{rec}}$ сопоставляется с естественной лоренцевой радиационной шириной ω_γ ,

$$\frac{n_2}{n_1} > \left[1 + \left(4 \frac{E_{\text{rec}}}{\hbar \Delta \omega_\gamma} \right)^2 \right]^{-1} \approx \left(\frac{\hbar \Delta \omega_\gamma}{4E_{\text{rec}}} \right)^2, \quad (7)$$

или с доплеровской шириной,

$$\frac{n_2}{n_1} > \exp \left(- \frac{E_{\text{rec}}}{k_B T_{\leftarrow}} \right), \quad (8)$$

где T_{\leftarrow} – «температура» поступательной степени свободы ядер, параллельной потоку усиливаемых фотонов.

Эти неравенства выполняются при любом разумном выборе параметров. Например, правая часть (7) практически всегда намного меньше единицы, а скрытая инверсия между уровнями наступает по (8) уже при умеренном охлаждении ядер с $E = 10$ кэВ и $A = 100$ при $n_2 = n_1/2$, если $T_{\leftarrow} < 8$ К, а при $n_2 = 10^{-7}n_1$, если $T_{\leftarrow} < 0.5$ К.

При скрытой инверсии населенностей разность концентраций в (1) заменяется концентрацией возбужденных ядер n_2 , и коэффициент усиления g не зависит ни от концентрации невозбужденных ядер n_1 , ни от соотношения спинов J_1 и J_2 , а первый член (1) всегда положителен при любом конечном значении n_2 . Последнее отнюдь не означает возможности усиления при сколь угодно малой концентрации n_2 : положительный коэффициент усиления $g > 0$ возникает лишь при

$$n_2 > n_{\text{thr}} \equiv \frac{\chi}{\sigma \beta} n. \quad (9)$$

Во многих случаях $\chi/\sigma \ll 1$ и $n_{\text{thr}} \ll n$, однако при вовсе не малом абсолютном значении n_2 , необходимом для заметного полного однопроходного усиления (см. п.4.1). Если допустить для оценки, что в (1) отношение ширин линий $\beta \rightarrow 1$, а $n_2 = 5 \times 10^{13}$ см⁻³, то для фотонов с энергией 10 кэВ экспоненциальное усиление на одном проходе среды с $L = 500$ см составляет вполне ощутимое значение $\exp(\sigma n_2 L) = 1.87$, позволяющее при доступности зеркал с коэффициентом отражения порядка 50 % [85] построить стандартную лазерную конфигурацию.

Стоит отметить, что кинематическое расщепление гамма-линий испускания и поглощения можно наблюдать не только методами гамма-спектроскопии, но и по поведению оптических спектров атомов, в ядрах которых происходят радиационные процессы [86, 87].

4.2.2. Двухуровневая схема накачки. Пороговые условия

Все наиболее перспективные способы накачки основаны в конечном счете на двух элементарных процессах – на резонансном поглощении рентгеновского фотона и на радиационном захвате нейтрона. Последний процесс мог бы быть достаточно эффективным для некоторых немногочисленных ядер с аномально большим сечением захвата, но его использование в среде со свободными ядрами затруднено невозможностью диссипации возникающей избыточной энергии и импульса ядер. В варианте рентгеновской накачки обнаруживается еще одно положительное следствие кинематического расщепления линий свободных ядер, которое состоит в возможности осуществления накачки ядерного ансамбля по двухуровневой схеме [80], отчасти аналогичной стандартной трехуровневой схеме лазеров оптического диапазона, но с привлечением лишь двух рабочих состояний лазерного перехода и без нужды в третьем вспомогательном уровне. Это существенно упрощает ситуацию по сравнению со стандартной трехуровневой схемой, в частности освобождая от необходимости поиска ядер с трехуровневой структурой переходов. Роль третьего уровня стандартной схемы в данном случае играет верхний уровень кинематически расщепленного дублета, в то время как нижний уровень дублета действует как верхний уровень лазерного перехода. Излучение некогерентной накачки, как правило, достаточно широкополосно, т. е. существенно превышает по полосе как $\Delta \omega_\gamma$, так и $\Delta \omega_{\text{tot}}$, но она должна быть ограничена снизу величиной порядка кинематического расщепления $2E_{\text{rec}}/\hbar$, чтобы не стимулировать нежелательный радиационный распад нижнего уровня дублета, снижающий концентрацию возбужденных ядер n_2 .

Стационарная концентрация ядер n_2 на нижнем уровне дублета, образующаяся под действием рентгеновского излучения накачки со спектральной плотностью $(d\Psi/d\omega)_x$, следует из скоростного уравнения [88]:

$$n_2 = 2\pi\sigma n_1 \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \left(\frac{d\Psi}{d\omega} \right)_x (1 + \sigma\beta\tau\Phi)^{-1}, \quad (10)$$

где Φ – плотность потока гамма-фотонов стимулированного происхождения. В случае слабого гамма-сигнала, когда $\Phi \ll (\sigma\beta\tau)^{-1}$, и при $n_2 \ll n_1$

$$n_2 \approx 2\pi\sigma n_1 \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \left(\frac{d\Psi}{d\omega} \right)_x. \quad (11)$$

Отсюда следует пороговая спектральная плотность излучения накачки, когда в среде со скрытой инверсией $g > 0$ (1)

$$\left(\frac{d\Psi}{d\omega} \right)_x > \left(\frac{d\Psi}{d\omega} \right)_{\text{thr}} = \frac{\chi}{2\pi\sigma^2\beta} \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1}. \quad (12)$$

Это дает оценку $(d\Psi/d\omega)_{\text{thr}} \approx 6 \times 10^{14}$ фот·см⁻²·с⁻¹·Гц⁻¹ для $\lambda = 10^{-9}$ см, $\chi/\sigma = 10^{-5}$ и $\beta \rightarrow 1$, что в стандартных единицах составляет величину более 10^{31} фот·см⁻²·с⁻¹ × кэВ⁻¹, которая достижима лишь в рентгеновских источниках на релятивистских электронах последнего поколения.

Любая из схем накачки свободных ядер предполагает воздействие на уже подготовленный охлажденный ансамбль, поскольку малое время жизни лазерного перехода, лежащее в наносекундном диапазоне, практически

исключает обратную последовательность операций охлаждения и накачки. Таким образом, наряду с другими качествами накачка должна быть невозмущающей, т. е. она не должна нарушать монокинетичность охлажденного ядерного ансамбля. Это обеспечивается резонансным характером поглощения фотонов накачки и не приводит к дополнительному нагреву атомного ансамбля.

В самом деле, в простом случае [78], когда охлажденный поток невозбужденных ядер распространяется навстречу направленному пучку фотонов некогерентной накачки, каждому ядру при поглощении фотона с энергией E передается его импульс и ядро приобретает отрицательную добавку к скорости

$$\delta v = -\frac{E}{Mc} \approx -2c \frac{E_{\text{rec}}}{E}. \quad (13)$$

Поскольку при принятом допущении о $\beta \rightarrow 1$ ширина линии поглощения равна $\Delta\omega_\gamma$, эта добавка к скорости может иметь дисперсию $\hbar\Delta\omega_\gamma/Mc \ll 1$ и, соответственно, ядерный ансамбль приобретает дополнительное неоднородное доплеровское уширение линии порядка $\Delta\omega_\gamma E/Mc^2$. Последним можно пренебречь, если оно мало по сравнению с шириной линии $\Delta\omega_\gamma$, т. е. если $E/Mc^2 \ll 1$, что заведомо всегда выполняется. Возмущающее воздействие, связанное с расходимостью пучка фотонов накачки, накладывает на телесный угол пучка ограничения порядка сотых долей стерадиана [78].

Несравненно большие возмущения в пучок охлажденных ядер вносит ионизация содержащих их атомов под действием интенсивной рентгеновской накачки. Этот процесс исключает образующиеся ионы из действующего ядерного пучка, из которого они могут быть удалены приложением поперечного электрического поля. Относительные потери ядер, оцениваемые отношением сечения ионизации к сечению возбуждения ядерного уровня, могут составить единицы процентов [78].

Важно подчеркнуть, что резонансный характер взаимодействия накачки с ядрами в сочетании с отсутствием каких-либо дополнительных поглощающих центров, кроме активных ядер, полностью снимают проблему перегрева усиливающей среды, которая является одной из центральных во всех твердотельных концепциях гамма-лазера.

4.2.3. Анизотропия скрытой инверсии и локальный коэффициент усиления

Как отмечено выше, в каждом акте поглощения рентгеновского фотона накачки ядро приобретает отрицательную добавку к скорости (13). Поэтому в сопутствующей потоку ядер системе координат резонансная частота ω_e возбужденного ядра оказывается доплеровски смещенной:

$$\omega_e \approx \frac{1}{\hbar} \left(E - E_{\text{rec}} \pm \frac{E^2}{Mc^2} \right) = \frac{E}{\hbar} \left(1 - \frac{E}{2Mc^2} \pm \frac{E}{Mc^2} \right), \quad (14)$$

где знак перед третьим, доплеровским членом зависит от направления наблюдения. Для гамма-излучения, распространяющегося навстречу пучку фотонов накачки,

$$\omega_e \approx \frac{1}{\hbar} \left(E - E_{\text{rec}} - \frac{E^2}{Mc^2} \right) = \frac{E}{\hbar} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{E}{Mc^2} \right), \quad (15)$$

а для излучения противоположного направления

$$\omega_e \approx \frac{1}{\hbar} \left(E - E_{\text{rec}} + \frac{E^2}{Mc^2} \right) = \frac{E}{\hbar} \left(1 + \frac{E}{2Mc^2} \right). \quad (16)$$

Таким образом, с учетом доплеровского смещения резонансная частота возбужденных ядер ω_e (16) по отношению к гамма-излучению, совпадающему по направлению с рентгеновскими фотонами накачки, оказывается равной кинематически смещенной частоте поглощения невозбужденными ядрами ω_a (6). Это вызывает анизотропию скрытой инверсии, которая возникает лишь по отношению к излучению, направленному навстречу пучку фотонов накачки, но не для излучения обратной направленности [78].

В итоге при возникновении анизотропной скрытой инверсии локальный коэффициент усиления

$$g \approx n\chi \left[\frac{d\Psi/d\omega}{(d\Psi/d\omega)_{\text{thr}}} - 1 \right]. \quad (17)$$

Видно, что при разумных значениях n и χ и незначительном превышении порога локальный коэффициент усиления мал ($g \ll 1$), хотя и положителен ($g > 0$).

4.2.4. Конфигурация возможного эксперимента

Эскизное представление о конфигурации возможного эксперимента таково [78]. Атомный пучок, охлажденный методами лазерной манипуляции атомами до температуры, при которой выполнено условие $\beta \rightarrow 1$, распространяется вдоль квантовой ловушки навстречу направленному потоку фотонов рентгеновской накачки. Если соблюдены необременительные неравенства (7) и (8), то в направлении навстречу излучению накачки возникает скрытая инверсия, которая при превышении порога (12) является предпосылкой анизотропного усиления с $g > 0$. Весь процесс в целом можно рассматривать как стимулированное когерентное обратное рассеяние фотонов накачки со смещением вниз по энергии на $-3E^2/2Mc^2$ (15).

Количественные оценки (без попыток оптимизации) приведены на примерах изотопов $^{40}_{19}\text{K}$ ($E = 29.83$ кэВ, $\tau = 4.24$ нс, $\chi \approx 10^{-21}$ см²) и $^{134}_{55}\text{Cs}$ ($E = 11.24$ кэВ, $\tau = 46.6$ нс, $\chi \approx 2 \times 10^{-20}$ см²). Условие $\beta \rightarrow 1$ (3) требует охлаждения атомного ансамбля обоих изотопов ниже температур 10^{-7} и 10^{-8} К соответственно, при которых одновременно с огромным запасом выполняются неравенства (8) и (7). Троекратное превышение порогов по накачке (12) $(d\Psi/d\omega)_{\text{thr}} = 5 \times 10^{30}$ и 2×10^{30} фот·см⁻²·с⁻¹·кэВ⁻¹ (уровень, достижимый в рентгеновских источниках на релятивистских электронах, в том числе в лазерах на свободных электронах, таких как LCLS/SLAC и Advanced Photon Source (Argonne National Lab., США) и HASY-Lab/DASY (Германия)), приводит к оценке локальных коэффициентов усиления $g \approx 2 \times 10^{-7}$ и 2×10^{-6} см⁻¹ соответственно, где $n = 10^{14}$ см⁻³. Оба нуклида удобны для лазерного охлаждения и манипулирования атомами.

При найденных значениях g в достаточно протяженной среде (например, порядка 10 м) экспоненциальное однопроходное усиление G может достигать долей процента, что при доступности высокоотражающих брэгговских монокристаллических зеркал [85] наводит на мысль о возможности построения схемы с кольцевым (например, трехзеркальным) резонатором и с многократным

проходом однонаправленной бегущей волны через усиливающую среду. Последнее необходимо, поскольку $g > 0$ свойственно лишь одному направлению распространения гамма-фотонов в резонаторе, а обратное лишь вносит потери, в том числе резонансные.

Полученные результаты свидетельствуют о внутренней непротиворечивости концепции ЯГЛ с усиливающей средой из глубоко охлажденных свободных ядер, что позволяет предложить эксперимент по наблюдению ядерного стимулированного испускания гамма-фотонов, хотя количественные оценки (в том числе величины квантового выхода этого процесса, рассматриваемого как стимулированное когерентное обратное рассеяние фотонов накачки) едва ли могут вызвать энтузиазм у экспериментаторов. Тем не менее положительные результаты подобного эксперимента оказались бы важным этапом не только на пути к действующему ЯГЛ, но и в общем прогрессе квантовой нуклеоники.

4.3. Стимулированное ядерное гамма-излучение без инверсии населенности

4.3.1. Безынерсное усиление в оптическом диапазоне

Индукцированное испускание фотонов в среде без инверсии населенностей [89–91] основано на атомной когерентности и интерференции в атомных системах, имеющих дублет одного из уровней лазерного перехода. Простейшим примером может служить так называемая трехуровневая Λ -схема с расщеплением нижнего уровня [89, 91], в которой резонансное поглощение подавлено интерференцией переходов вверх с подуровней дублета в результате приготовления когерентной суперпозиции их состояний и пленения населенностей [92, 93]. Таким образом, стимулированное испускание становится возможным без превышения населенности верхнего уровня над населенностью нижнего (как и в схеме со скрытой инверсией (см. п. 4.2), хотя и по другой физической причине).

Наблюдение стимулированного испускания без инверсии в оптическом диапазоне [94–98] пробудило значительный интерес к этому явлению, и сегодня существует множество его схемных модификаций (см., напр., обзоры [99, 100]). Разумеется, этот интерес вскоре распространился и на проблему ЯГЛ [101–110], возможность решения которой методом безынерсного усиления отмечалась еще в [89–91]. При этом в качестве главного обнадеживающего обстоятельства выдвигалось именно отсутствие необходимости в создании инверсии населенностей [102]. (Впрочем, как было отмечено в п. 4.1, на самом деле основной трудностью в решении проблемы ЯГЛ является не столько создание инверсии, сколько простое накопление достаточного количества возбужденных ядер, даже в том случае, когда истинная инверсия по тем или иным причинам и не требуется.)

4.3.2. Возможность ядерного безынерсного гамма-усиления

Уже в первых обсуждениях возможности наблюдения стимулированного гамма-испускания ядрами без инверсии населенности [101, 110], а также родственного явления индуцированной ядерной гамма-прозрачности [111, 112] были отмечены значительные принципиальные и экспериментальные трудности в установлении когерентности ядерных состояний по сравнению с атомно-оптической областью.

Первоначальные предложения по наблюдению стимулированного гамма-испускания ядрами без инверсии населенности [101, 110] построены на приложении микроволновых полей к сверхтонкой структуре мессбауэровских ядер в присутствии внешнего магнитного поля или без него, для чего необходимо глубокое охлаждение образцов (возможно, существенно ниже гелиевых температур), трудно совместимое с их значительным нагревом интенсивной жесткой накачкой, необходимой для накопления достаточной населенности верхнего уровня лазерного перехода. Кроме того, условия возникновения безынерсного усиления требовали быстрой релаксации микроволнового перехода по сравнению с ограниченным временем распада лазерного ядерного уровня ($\tau \leq 10^{-6}$ с), позволившим бы использовать мессбауэровскую бесфононную линию с $\beta \rightarrow 1$ (3).

Возможно, более привлекательными для эксперимента представляются [102] так называемые двойная Λ -схема с когерентной накачкой рентгеновскими лазерами и P -схема с использованием зеемановского расщепления во внешнем магнитном поле, а также сверхтонкого расщепления. Возможность последнего подхода, в частности, косвенно подтверждалась наблюдением когерентных и интерференционных явлений в сверхтонкой структуре классического мессбауэровского ядра ^{57}Fe с энергией перехода 14.4 кэВ [113, 114].

Возможности использования оптических лазеров для приготовления когерентных состояний, например по Λ -, V - или двойной Λ -схемам, рассмотрены в [104, 106–108]. Успехи лазерно-манипулируемой гамма-спектроскопии [106] в принципе создают предпосылки для наблюдения подавления резонансного гамма-поглощения, т.е. гамма-усиления без инверсии. Однако на этом пути встречаются определенные трудности, поскольку сверхтонкая структура обычно перекрыта неоднородным фоновым уширением линий при не малых температурах (порядка 100 К [109]), вызываемых разогревом интенсивной жесткой накачкой. При этом следует учесть, что требование того, чтобы время жизни оптического перехода уступало времени жизни гамма-перехода, означает необходимость использования разрешенных электродипольных оптических переходов [109].

В вырожденной двойной Λ -схеме [107, 115] указанные противоречия частично снимаются, но зеемановское вырождение сверхтонких подуровней порождает дополнительные каналы распада оптических состояний, вызывающие утечку населенности [109].

Особый интерес представляет неселективная оптическая накачка [109], при которой ядерное гамма-усиление без инверсии оказывается возможным в поляризованном поле накачки подходящей интенсивности в случае достаточно большого сверхтонкого расщепления и сравнительно малой радиационной ширины гамма-перехода, даже если оптическая линия перекрывает сверхтонкое расщепление. При этом не требуется, чтобы радиационная ширина гамма-линии ориентированных ядер была меньше сверхтонкого расщепления, если поле накачки имеет круговую поляризацию.

Количественная оценка условий возникновения безынерсного усиления при некогерентной оптической накачке для типичного примера такова [109]: в мессбауэровском гамма-переходе с временем жизни 10^{-7} с при атомном переходе с энергией 1 эВ, радиационной шириной 3×10^7 с $^{-1}$, неоднородной шириной разрешенного

электродипольного оптического перехода в твердотельной матрице 10^{12} с^{-1} и временем релаксации 10^{-3} с между подуровнями сверхтонкого расщепления возникает инверсия населенностей, соответствующая 0.005 % возбужденных ядер, если интенсивность оптической накачки превышает критическую, равную $160 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$.

В соответствии со [109] сильное подавление ядерного резонансного поглощения гамма-фотонов (на 3–5 порядков), создающее предпосылки для безынервного стимулированного испускания, может быть достигнуто при достаточной жесткой накачке и без нарушения условий эффектов Мессбауэра и Бормана в результате когерентной оптической накачки электронных переходов при наличии связи между ядерными и электронными степенями свободы. Это можно осуществить двумя способами.

Согласно первому из них частотно-селективная оптическая накачка сверхтонких подуровней по одной из схем, перечисленных выше, требует значительного сверхтонкого расщепления, превышающего уширение оптического перехода. Это означает, что время жизни оптического перехода должно быть существенно меньше времени гамма-перехода, что при использовании мессбауэровских изотопов ограничивает оптическое время жизни в разрешенном электродипольном переходе величиной менее 10^{-6} с . Такой переход оказывается сильно неоднородно уширенным при сравнительно высоких температурах кристаллической матрицы, обусловленных жесткой накачкой. В целом одновременная реализация всех этих условий выглядит проблематичной.

Второй способ состоит в подавлении ядерного резонансного гамма-поглощения при когерентной оптической накачке (даже при перекрытии сверхтонкой структуры оптическим уширением) по безынервной вырожденной Λ -схеме или посредством депопуляции основного состояния поляризационно-селективной оптической накачкой. Однако его применение затруднено присутствием дополнительных каналов распада.

По-видимому, для подавления резонансного гамма-поглощения и осуществления безынервного гамма-усиления частотно-неселективная оптическая накачка более перспективна.

4.3.3. Экспериментальные попытки

Заключая рассмотрение этого исключительно привлекательного направления исследований проблемы ЯГЛ, следует сделать существенное замечание. Формально говоря, ядерная инверсия в случае исключения резонансного взаимодействия с нижним уровнем (безынервное усиление), как и в случае рассмотренной в п.4.2 так называемой скрытой инверсии, возникает при наличии хотя бы одного единственного возбужденного ядра. Тем не менее, как отмечено в п.4.1, очевидно, что заметный коэффициент усиления и его превышение над нерезонансными потерями могут быть достигнуты лишь при достаточной концентрации возбужденных ядер. Поэтому остаются в силе задачи, не решенные пока применительно к любой мессбауэровской версии ЯГЛ, в том числе и в ее безынервном варианте: безынервное усиление никак не снимает необходимости в интенсивной накачке ядер с малыми временами жизни ($\tau \leq 10^{-5} \text{ с}$) при одновременном устранении избыточного уширения линии испускания изомеров ($\beta \rightarrow 1$).

Возможно, именно по этой причине сегодня нет информации о каких-либо полномасштабных попытках

экспериментального осуществления ЯГЛ на принципах безынервного усиления. Однако известны успешные эксперименты, которые можно рассматривать как подготовительные шаги в этом направлении.

Так, наблюдение ядерной гамма-прозрачности было осуществлено на основе техники смещения уровней [116, 117] в классическом мессбауэровском ядре ^{57}Fe в кристалле FeCO_3 [111, 118]. При этом сверхтонкое расщепление ядерных уровней контролировалось двумя типами взаимодействия: магнитодипольным (зеemanовским) во внутреннем или внешнем магнитном поле и электроквадрупольным в градиентном внешнем электрическом поле.

В других экспериментах наблюдалась модификация мессбауэровского спектра, индуцируемая излучением оптического лазера в кристаллах $\text{MgO}:\text{Fe}^{2+}$ [119, 120] и $\text{CaF}_2:\text{Eu}^{3+}$ [121].

4.4. Двухквантовое стимулированное гамма-испускание во встречных фотонных пучках

Альтернатива решению проблемы ЯГЛ посредством устранения избыточного уширения гамма-линии испускания ($\beta \rightarrow 1$) основана на известных успехах оптической субдоплеровской спектроскопии внутри неоднородно уширенной линии, а также на разработках двухквантовых оптических лазеров.

Содержание этого радиационного процесса состоит в следующем [75, 76, 79, 122]. Из законов сохранения энергии и импульса при двухквантовом радиационном переходе с полной энергией E при испускании ядром с массой M двух фотонов с частотами ω_1 и ω_2 в противоположных направлениях следует, что сумма их энергий

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = E + \hbar\delta\omega \frac{u}{c} - \frac{(\hbar\delta\omega)^2}{2Mc^2}, \quad (18)$$

где $\delta\omega \equiv \omega_1 - \omega_2$ – расстройка частот фотонов; u – проекция скорости ядра на направление волнового вектора первого фотона. Если принять, что естественная радиационная ширина линии перехода $\Delta\omega_\gamma$ достаточно мала, то из (18) следует, что все ядра, независимо от их индивидуальных хаотических скоростей, оказываются вовлеченными в процесс стимулированного испускания только при $\delta\omega = 0$ и с частотами

$$\omega_1 = \omega_2 = \frac{E}{2\hbar} \quad (19)$$

(с точностью до малого смещения $-\hbar(\delta\omega)^2/2Mc^2$, обусловленного отдачей ядер).

Это обстоятельство, лежащее, как известно, в основе метода субдоплеровской спектроскопии, открывает возможность устранения отрицательного воздействия доплеровского уширения линии индуцированного перехода на коэффициент усиления без необходимости в фактическом подавлении хаотического разброса скоростей ядер [75, 76, 79, 81]. Для этого инвертированный ансамбль ядер следует подвергнуть стимулирующему воздействию двух строго противоположно направленных фотонных потоков от внешнего источника с частотами (19). Таким образом сильно запрещенный однофотонный радиационный распад метастабильного состояния с большой разностью угловых моментов по отношению к нижнему уровню замещается двухквантовым стимулированным

переходом с меньшими разностями угловых моментов каждого из двух составляющих его одновременных переходов с испусканием одного кванта в каждом из них. К сожалению, оценки [122] показали, что такое замещение способно конкурировать даже с не слишком сильно запрещенным однофотонным процессом лишь при очень интенсивных сторонних стимулирующих фотонных потоках.

Положительным свойством рассматриваемой схемы представлялась присущая индуцированному двухквантовому испусканию фотонов динамическая нелинейная обратная связь, создающая, в частности, предпосылки к эффективному развитию процесса генерирования без применения зеркал, представляющего в гамма-диапазоне известные трудности. Однако достижения в построении эффективных монокристаллических брэгговских отражателей излучения жесткого диапазона [85] лишили подобную схему и этого преимущества, но одновременно создали потенциальные предпосылки для снижения необходимой интенсивности сторонних встречных фотонных пучков и, возможно, даже для отказа от необходимости в их постоянном стимулирующем воздействии [123, 124].

В самом деле, можно было ожидать, что при достаточной добротности монокристаллического резонатора оба противоположно направленных фотонных потока, порожденных в ходе двухквантового стимулированного испускания, после отражения от зеркал сыграют роль стимулирующих двухквантовый процесс сторонних фотонов фактически без участия последних. В этом случае сторонние фотоны оказались бы необходимыми только для запуска (поджига) процесса генерирования на его начальном этапе.

Подобная возможность была проанализирована [123, 124] применительно к упрощенной модели стандартной лазерной конфигурации. Модель состояла из ядерной усиливающей среды длиной L , помещенной между двумя отражателями с коэффициентами отражения R_0 и R_L . Сторонние фотоны вводились через полупрозрачное зеркало с R_0 , а встречный поток образовывался в результате отражения от второго зеркала с R_L . Анализ показал, что в стационарном режиме выходная интенсивность излучения из зеркала с R_L

$$\Phi_{\text{out}}(L) = \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \frac{PL + 2\Phi_{\text{ign}}(0)(1 - R_0)(1 + R_0)^{-1}}{\chi nL + 2(1 - R_L R_0)(1 + R_L)^{-1}(1 + R_0)^{-1}} \quad (20)$$

достигает максимального значения при непрерывной и равномерной по объему подаче в среду возбужденных ядер со скоростью P ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$), и при плотности стороннего потока стимулирующих фотонов, поступающего через зеркало с R_0 ,

$$\Phi_{\text{ign}}(0) = \frac{PL}{2} \frac{1 + R_0}{1 - R_0}. \quad (21)$$

Вопреки ожиданиям, при отключенном поджиге ($\Phi_{\text{ign}}(0) = 0$) стационарный режим оказался неосуществимым из-за его неустойчивости. Отношение $G^* = \Phi_{\text{out}}(L) \times \Phi_{\text{ign}}^{-1}(0)$, имеющее смысл коэффициента усиления стороннего фотонного потока, таково:

$$G^* = \frac{1 - R_L}{1 + R_L} \frac{2(1 - R_0)(1 + R_0)^{-1} + PL/\Phi_{\text{ign}}(0)}{2(1 - R_L R_0)(1 + R_L)^{-1}(1 + R_0)^{-1} + \chi nL}. \quad (22)$$

Очевидно, что полезный эффект достигается при $G^* > 1$, что налагает в дополнение к (21) условие

$$\frac{PL}{\Phi_{\text{ign}}(0)} \geq \frac{1 + R_L}{1 - R_L} \times \left[\chi nL + 2 \frac{1 - R_L R_0}{(1 + R_L)(1 + R_0)} \right] - 2 \frac{1 - R_0}{1 + R_0} \quad (23)$$

и ограничивает потери фотонов в среде неравенством

$$\chi nL \leq 2 \frac{1 - 2(R_L + R_0) + 3R_L R_0}{(1 + R_L)(1 + R_0)}. \quad (24)$$

Импульсный режим осуществляется в отсутствие притока новых изомерных ядер ($P = 0$) (что, возможно, более реалистично с точки зрения экспериментальной осуществимости, чем непрерывное генерирование) с постепенным исчерпанием исходного запаса изомеров, причем при достаточно большой интенсивности выходного излучения $\Phi_{\text{out}}(L)$ возможно его некоторое дальнейшее нарастание даже после отключения стороннего потока фотонов $\Phi_{\text{ign}}(0)$, осуществившего начальный поджиг процесса генерирования.

В заключение – пример изомерного ядра $^{242}_{95}\text{Am}$ с энергией метастабильного состояния $E = 48.6$ кэВ, временем жизни 141 год, мультипольностью перехода в основное состояние E_4 при атомарном сечении поглощения $\chi \approx 10^{-20}$ см^2 для фотонов с энергией $E/2 = 24.3$ кэВ. Этот изомер привлекателен в силу его относительной доступности как побочного продукта работы ядерных реакторов. В среде длиной $L = 100$ см при концентрации изомерных ядер $n_2 = 10^{16}$ см^{-3} и постоянном притоке новых изомерных ядер со скоростью около 10^{15} $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ возможно наблюдение непрерывного двухквантового процесса при интенсивности поджига, превышающей 10^{20} $\text{фот} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Эти оценки представляются не слишком надежными, главным образом из-за скудости экспериментальных данных о величине коэффициента двухфотонного стимулированного испускания, для которой здесь принято вытекающее из достаточно грубых теоретических соображений значение порядка 10^{-40} $\text{см}^4 \cdot \text{с}$.

Исходя из всего сказанного следует, что в прагматическом отношении метод двухквантового стимулированного гамма-испускания во встречных фотонных пучках едва ли имеет обнадеживающую перспективу.

4.5. Бозе-эйнштейновский конденсат (БЭК) – гипотетически перспективная усиливающая среда ЯГЛ

4.5.1. Внутреннее протворечие схемы ЯГЛ на долгоживущих изомерах со сверхузкой гамма-линией

Анализ всех рассмотренных выше концепций свидетельствует, что все они сегодня едва ли способны решить центральную задачу ЯГЛ: накопление возбужденных ядер в количестве, достаточном для наблюдения заметного и прагматически полезного усиления потока гамма-фотонов, при одновременном устранении избыточного уширения гамма-линии для достижения максимального сечения стимулированного испускания $\sigma = \lambda^2/2\pi$ (2) при $\beta \rightarrow 1$.

Первая часть этой задачи по существу сводится к пока непреодоленным затруднениям в осуществлении достаточно эффективной накачки, предсказанным еще в осно-

вополагающей статье 1958 г. [58]. Очевидным выходом из этих затруднений стало бы обращение к долгоживущим изомерным состояниям, которые в предельном случае естественного происхождения изомеров вовсе не требуют какой-либо накачки. Подобный выход виделся уже в самом раннем (1961 г.) обсуждении проблемы ЯГЛ применительно к его месбауэровской схеме [8, 10].

Следует напомнить, что при любой и сколь угодно малой вероятности спонтанного испускания τ_γ^{-1} (т. е. в долгоживущих изомерах) полное сечение стимулированного испускания равно $\sigma\beta$ (2), (3) и не зависит ни от величины матричного элемента, ни от мультипольности и степени запрещенности перехода. Вклад этих факторов полностью исчерпывается величиной коэффициента Эйнштейна $A_{21} = \tau_\gamma^{-1}$, которая для изомерных состояний может быть очень малой. Независимость от этих же факторов сечения стимулированного испускания $\sigma\beta$ очевидна и следует непосредственно из термодинамического (а значит, наиболее общего и пригодного для переходов любого типа) вывода законов излучения Эйнштейна с коэффициентами A_{21} и B_{21} в виде цепочки равенств [125, 126]

$$\hbar\omega \frac{4B_{21}}{c\Delta\omega_{\text{tot}}} = \frac{A_{21}}{2\pi} \frac{\lambda^2}{\Delta\omega_{\text{tot}}} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{\Delta\omega_{\text{tot}}\tau_\gamma} = \sigma\beta. \quad (25)$$

Однако решение первой половины задачи при использовании долгоживущих изомеров вступает в жесткое противоречие с перспективой решения ее второй половины, которое состоит в устранении избыточного уширения сверхузкой линии долгоживущего изомерного состояния вплоть до $\beta \rightarrow 1$.

Эти обстоятельства побуждают к поискам новых подходов к радикальному снижению избыточного уширения гамма-линии испускания долгоживущих изомеров, которые сегодня выглядят, скорее, как гипотетические возможности, чем как рекомендации к решающему эксперименту.

4.5.2. Гипотетическое гигантское снижение избыточного уширения гамма-линий ядер, входящих в состав БЭК

Успехи в манипулировании нейтральными атомами и в их глубоком охлаждении с помощью излучения оптических лазеров по существу ввели в экспериментальный обиход еще одно агрегатное состояние вещества – БЭК [127, 128]. Такой атомный ансамбль с перекрывающимися волновыми функциями отдельных атомов-бозонов можно с известной вольностью слога обозначить как некий единый *мегаатом*, в котором различия в состоянии входящих в него атомов в силу их взаимной квантовой когерентности становятся минимальными. Это обстоятельство и может послужить причиной устранения основных факторов, вызывающих неоднородное (в частности – доплеровское) уширение гамма-линии. В последнем случае квантовая когерентность такой структуры существенно уменьшает дисперсию хаотических атомных скоростей по сравнению с дисперсией, вычисляемой по термодинамической температуре атомного ансамбля. Представляется, что это должно приводить к радикальному подавлению неоднородного уширения гамма-линий ядер в атомах, входящих в состав бозе-конденсата, вплоть до $\beta \rightarrow 1$.

Эта гипотеза [125, 126] положена в основу схемы ЯГЛ с рабочим телом в виде изомерных ядер, принадлежащих

атомам БЭК, которая открывает возможность успешного разрешения конфликта между упомянутыми выше двумя антагонистическими сторонами проблемы ЯГЛ: низкой вероятностью спонтанного распада изомерных ядер, позволяющей аккумулировать их в достаточном количестве, и квантовой когерентностью атомов бозе-конденсата, создающей предпосылки для устремления отношения ширин линий (3) к $\beta \rightarrow 1$ и достижения максимального значения полного сечения стимулированного испускания $\sigma\beta \rightarrow \sigma = \lambda^2/2\pi$.

Поскольку энергия связи между атомами конденсата в газе на много порядков уступает энергии ядерной отдачи $E_{\text{гек}}$ (5), радиационные гамма-переходы в БЭК сопровождаются (как и в схеме ЯГЛ с глубоко охлажденными свободными ядрами, см. п.4.2) кинематическим расщеплением линий испускания и поглощения и возникновением скрытой инверсии. Кстати, это иллюстрирует и кардинальное отличие рассматриваемой ситуации в БЭК от условий эффекта Месбауэра: сужение гамма-линий в БЭК фактически происходит из-за уменьшения дисперсии атомных скоростей и, следовательно, подавления доплеровского уширения, а отнюдь не в результате бесфонных гамма-переходов, происходящих без отдачи.

4.5.3. Квантовая когерентность бозе-конденсата

Квантовая когерентность бозе-конденсата не является, разумеется, абсолютной, и именно это обстоятельство определяет в рамках принятой гипотезы минимально достижимое значение неоднородного уширения гамма-линий ядер. В отсутствие каких-либо сторонних факторов, нарушающих квантовую когерентность конденсата, ее фундаментальное значение определяется естественным временем жизни $\Theta_{\text{век}}$ атомов конденсированной фракции, пребывающих в стационарном случае в динамическом равновесии с остальными атомами газа [129]. Это время жизни, отражающее темп непрерывного динамического обмена атомами между обеими фракциями, имеет тот же смысл, что и естественное время жизни возбужденных состояний квантовых осцилляторов (атомов) по отношению к спонтанному распаду, задающему их естественную радиационную ширину линии.

Исследования динамики конденсированной фракции БЭК и разнообразные виды возмущений когерентности БЭК, влияющих на величину $\Theta_{\text{век}}$ (см., напр., [130–135]), обобщены в работе [136].

Иллюстративным примером, далеко не исчерпывающим это разнообразие [136], могут послужить явления, связанные с отклонением от допущения о идеальном газе невзаимодействующих атомов. Это допущение для газа в квантовой ловушке опирается на два неравенства, во многих случаях выполняющиеся: $n|s|^3 \ll 1$ и $\varepsilon_{\text{int}}/\varepsilon_{\text{kin}} \ll 1$, где $|s| \sim 3 \times 10^{-7}$ см – длина рассеяния; ε_{int} и ε_{kin} – энергия взаимодействия атомов в основном состоянии и кинетическая энергия атома соответственно. В специальном случае, когда длина рассеяния отрицательна ($s < 1$) и энергия ε_{int} существенно превышает межуровневые расстояния ловушки, возникает долгоживущий метастабильный бозе-конденсат.

К сожалению, сегодня следует признать недостаточность как теоретических, так и экспериментальных указаний на величину $\Theta_{\text{век}}$. Некоторые теоретические попытки оценить естественную ширину линии конденсата [137] вряд ли можно считать достаточно надежными. И, разумеется, известные сегодня из опыта времена удержа-

ния бозе-конденсата в ловушке характеризуют лишь степень совершенства экспериментальной технологии, но никак не $\Theta_{\text{ВЕС}}$.

Таким образом, вопрос о фундаментальном значении $\Theta_{\text{ВЕС}}$ остается открытым, между тем как ответ на него является основополагающим для рассматриваемой проблемы. Несмотря на эту неопределенность и следуя принятой гипотезе, последующий анализ покоится на важном допущении о возможности ситуации, когда фундаментальное время жизни конденсата $\Theta_{\text{ВЕС}}$ превышает время жизни τ метастабильного состояния изомера по отношению к его спонтанному радиационному распаду,

$$\Theta_{\text{ВЕС}} > \tau, \quad (26)$$

а экспериментальная технология может достигнуть такого совершенства, при котором время удержания конденсата в ловушке во всяком случае не уступает $\Theta_{\text{ВЕС}}$.

Однако устранение избыточного уширения гамма-линии испускания еще отнюдь не означает заведомую возможность достижения значений полного коэффициента однопроходного усиления $G > 1$ потока гамма-фотонов в изомерной среде.

Чтобы получить количественные представления о ситуации, полезно, аналогично п.4.1, дать оценку тест-параметру G_A , фактически устанавливающему верхнюю границу максимально достижимого истинного значения полного коэффициента усиления $G < G_A$:

$$G_A = \exp(\sigma n L). \quad (27)$$

Если, например, принять типичные значения $\sigma = 10^{-18} \text{ см}^2$, $L = 10^3 \text{ см}$ и $n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, то тест-параметр G_A едва превысит единицу ($G_A = 1.01$). Это является очевидным следствием малости сечения σ в коротковолновом диапазоне и ограниченности концентрации ядер n в бозе-конденсате (см. ниже пп.4.5.4). Таким образом, достичь $G > 1$ в изомерной среде БЭК весьма трудно (если не невозможно).

Необходимо также принять во внимание, что при оценке тест-параметра G_A оставлены вне рассмотрения факторы, способные на самом деле значительно усилить неравенство $G < G_A$. Так, вместо концентрации активных изомерных ядер n^* , непосредственно участвующих в процессе усиления, в G_A включено значение полной концентрации $n > n^*$; не учтены такие явления, как падение концентрации изомеров n^* из-за спонтанного распада метастабильных состояний, уменьшение действующего значения сечения стимулированного испускания вследствие так называемой лазерной летаргии (см. ниже пп.4.5.5), нерезонансные потери гамма-фотонов в среде и др.

Таким образом, истинное значение полного коэффициента усиления $G < G_A$ всегда уступает оценке для G_A . Более того, пренебрежение перечисленными выше неучтенными негативными факторами может сделать достижение $G > 1$ вообще невозможным. Факторы, вызывающие эти опасения, рассмотрены ниже.

4.5.4. Некоторые сторонние факторы, ограничивающие квантовую когерентность БЭК

Наряду с упомянутыми выше эффектами, возмущающими квантовую когерентность БЭК, можно указать на очевидные и простейшие ограничения времени когерент-

ности со стороны внешних воздействий, связанных с непрерывным совместным присутствием двух газовых фракций при температуре газа T , не равной абсолютно нулю [129].

Атом конденсата переходит из низшего состояния и испаряется из конденсированной фракции, если при столкновении с каким-либо атомом остального газа ему передаются конечный импульс и энергия. В простой модели газа неограниченного объема среднее время между столкновениями

$$\begin{aligned} \Delta t_{\text{col}} &= \frac{[\sigma_{\text{col}} u(T)]^{-1}}{n - n_{\text{ВЕС}}} = 0.32 \frac{(2J_a + 1)^{1/3} M}{\hbar \sigma_{\text{col}} n^{4/3}} \left(\frac{T_0}{T} \right)^2 \\ &\approx 500 \frac{(2J_a + 1)^{1/3} A}{\sigma_{\text{col}} n^{4/3}} \left(\frac{T_0}{T} \right)^2, \end{aligned} \quad (28)$$

где σ_{col} – сечение столкновений; $u(T) = (3k_B T/M)^{1/2}$ – среднеквадратичная тепловая скорость атомов газа массой M ;

$$n_{\text{ВЕС}} = n \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \right] \quad (29)$$

– концентрация атомов конденсата; J_a – угловой момент атома;

$$T_0 = 3.3 \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{k_B M (2J_a + 1)^{2/3}} \quad (30)$$

– температура вырождения и выпадения атомов в конденсат. Численный пример: $\Delta t_{\text{col}} \approx 10^5 \text{ с}$ при $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $A = 100$, $T_0/T = 1.3$ и $\sigma_{\text{col}} = 10^{-16} \text{ см}^2$.

Поэтому, даже если $\Theta_{\text{ВЕС}} > \tau$ (26), требование $\Delta t_{\text{col}} > \tau$, выполнение которого необходимо для устремления отношения ширины линий (3) $\beta \rightarrow 1$, ставит ограничения для полной концентрации атомов газа

$$\begin{aligned} n &< 0.43 \left(\frac{M}{\hbar \sigma_{\text{col}} \tau} \right)^{3/4} (2J_a + 1)^{1/4} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{3/2} \\ &\approx 107 \left(\frac{A}{\sigma_{\text{col}} \tau} \right)^{3/4} (2J_a + 1)^{1/4} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{3/2} \end{aligned} \quad (31)$$

и его температуры

$$\begin{aligned} T &< 1.9 \hbar^{3/2} k_B^{-1} [(2J_a + 1) M \sigma_{\text{col}} \tau]^{-1/2} \\ &\approx 3.6 \times 10^{-13} (\sigma_{\text{col}} A \tau)^{-1/2} (2J_a + 1)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (32)$$

Для данных предыдущего численного примера и $\tau = 60 \text{ с}$ это дает $n < 2.3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T < 0.45 \text{ мкК}$.

4.5.5. «Лазерная летаргия»

Значительное время жизни метастабильных изомерных состояний и исключительно малая естественная радиационная ширина переходов вносят существенные особенности в переходной процесс стимулированного испускания, которые принято называть *лазерной летаргией* [11, 138–141].

Временной ход переходного процесса определяется кинетикой сечения перехода $\sigma(t)$ и асимптотическим характером установления спектра воздействующей электромагнитной волны, изменяющегося от бесконечной ши-

рины и нулевой амплитуды в нулевой момент времени до конечного стационарного значения на бесконечности. Последняя зависимость по существу есть следствие классического соотношения неопределенности Фурье (см., напр., [142]). Подобную асимптотику удобно представить простой экспоненциальной моделью зависимости текущего значения сечения стимулированного испускания от времени [143]:

$$\sigma(t) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \left[1 - \exp\left(-\eta \frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (33)$$

где $\eta = \text{const}$. Такое поведение $\sigma(t)$ приводит к негативным явлениям в виде задержки возникновения стимулированного испускания, которая особенно велика для метастабильных состояний с большими значениями τ и должна быть учтена при анализе динамики усилительного процесса.

4.5.6. Некоторые примеры изомерных ядер, принадлежащих атомам-бозонам

Фактором, определяющим выбор изомерного ядра, являются времена жизни метастабильных состояний, которые варьируются от долей микросекунд до многих тысячелетий. При их выборе должны учитываться несколько взаимно противоречащих соображений.

С одной стороны, заманчиво выглядит использование очень долгоживущих изомеров, приготовление которых (накачка) не представляет особых трудностей, а в случае их природного происхождения необходимость в накачке и вовсе отпадает. Однако упомянутая выше лазерная летаргия, служащая причиной задержки начала усиления на величину, близкую к времени жизни τ метастабильного состояния, хотя и не составляет абсолютного теоретического запрета, но вряд ли делает очень долгоживущие изомеры привлекательными для экспериментатора.

С другой стороны, очень короткие времена жизни τ требуют для приготовления изомера чрезвычайно интенсивной и быстрой накачки и, конечно, исключают возможность использования изомеров природного происхождения.

По-видимому, наиболее эффективным средством образования изомеров с умеренным временем жизни τ яв-

ляется реакция радиационного захвата нейтрона. Так, в типичном случае тепловые нейтроны с плотностью потока $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ способны образовывать на линейном участке реакции захвата изомеры со скоростью $10^6 \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$ из материнских изотопов с сечением захвата $\sigma(n, \gamma) = 10^{-22} \text{ см}^2$ и концентрацией $n_m = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ вплоть до достижения насыщенной концентрации изомеров порядка $10^6 \tau \text{ см}^{-3}$. Эти оценки могут быть увеличены на несколько порядков с учетом возможностей новых перспективных источников тепловых нейтронов с плотностью потока до $10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в импульсе длительностью около 100 мкс [144]. Переход от линейного участка к насыщению, когда эффективность реакции падает из-за спонтанного распада метастабильных состояний изомера, происходит за время порядка τ , в течение которого концентрация изомера возрастает, приближаясь к насыщенному значению. Отсюда видна нежелательность использования слишком короткоживущих изомеров в случае их образования по реакции радиационного захвата нейтрона.

Оценка же схем некогерентного рентгеновского возбуждения, которые могли бы представить интерес для образования быстрораспадающихся метастабильных состояний ($\tau < 1 \text{ с}$), свидетельствует о бесперспективности этого пути при доступных сегодня источниках излучения, спектральная плотность которых на много порядков уступает необходимому для накачки уровню. Таким образом, сегодня компромиссом является выбор изомеров с умеренными промежуточными значениями τ , лежащими в интервале от десятков секунд до десятков минут.

Исходя из сказанного, в табл.1, построенной по данным [145], представлены примеры изомеров, входящих в состав атомов-бозонов и способных образовываться по реакции радиационного захвата теплового нейтрона. Эти примеры демонстрируют значительное разнообразие времен жизни τ метастабильного состояния, энергий $\hbar\omega$ испускаемых из него гамма-квантов, сечений $\sigma(n, \gamma)$ радиационного захвата нейтрона, сечений стимулированного испускания σ , усредненных сечений потерь фотонов χ и др.

Перечисленные параметры зачастую оказываются антагонистами по отношению к перспективе использования соответствующих изомеров в эксперименте по стимулированному гамма-излучению. Если к этому добавить еще атомные характеристики, существенные для эф-

Табл.1.

Изомер	$\hbar\omega$ (кэВ)	τ	Материнский изотоп в реакции (n, γ) и его время жизни	$\sigma(n, \gamma)$ (10^{24} см^2) при энергии нейтронов 0.0253 эВ	σ (10^{-20} см^2)	χ (10^{-23} см^2)
⁹¹ ₃₉ Y	555	49.7 мин	⁹⁰ ₃₉ Y, 64.1 ч	< 6.5	0.8	~ 1.4
⁹⁵ ₄₁ Nb	235	86.6 ч	⁹⁴ ₄₁ Nb, 2×10^4 лет	14.9	4.5	~ 2.5
¹⁰⁵ ₄₅ Rh	129	45 с	¹⁰⁴ ₄₅ Rh, 42.3 с	40	14.5	~ 10
¹¹¹ ₄₇ Ag	60	64.8 с	^{110m} ₄₇ Ag, 250 суток	82	68.5	~ 100
¹³⁵ ₅₅ Cs	781, 840	53 мин	¹³⁴ ₅₅ Cs, 2 года	140	0.405	~ 2
¹⁷⁸ ₇₂ Hf	89, 313, 326, 426	4.0 с	¹⁷⁷ ₇₂ Hf, стабилен	365	31.2	~ 40
¹⁸⁰ ₇₂ Hf	58, 215, 333, 444	5.5 ч	¹⁷⁹ ₇₂ Hf, стабилен	45	73	~ 90
¹⁹⁰ ₇₆ Os	187, 361, 502, 616	9.9 мин	¹⁸⁹ ₇₆ Os, стабилен	23	7.1	2
¹⁹³ ₇₇ Ir	80	10.6 суток	¹⁹² ₇₇ Ir, 74.2 суток	1100	38.5	300

Примечание. Жирным шрифтом выделены значения энергии $\hbar\omega$, принятые для расчетных оценок σ и χ .

фективного образования БЭК, то вряд ли можно надеяться на оптимальное сочетание атомных и ядерных параметров.

Из всего сказанного становится очевидным известный волонтаризм при выборе объекта расчетных оценок. В итоге дальнейшие оценки проведены (без претензий на какую либо оптимизацию) на примере изомеров серебра $^{111}_{47}\text{Ag}$ и цезия $^{135}_{55}\text{Cs}$, представляющих оба предела принятого выше интервала приемлемых времен жизни τ .

4.5.7. Экспериментальная конфигурация («квантовый конвейер» для атомов)

Дальнейшее обсуждение перспективы реализации ЯГЛ на основе изомеров в составе БЭК требует конкретизации конфигурации возможного эксперимента, которая должна позволить осуществлять основные операции экспериментального сценария: приготовление ядерной усиливающей среды (включая накопление изомера и образование конденсата) и усиление потока гамма-фотонов. Одна из возможных версий подобной конфигурации состоит в построении так называемого квантового конвейера для атомов [146], представляющего собой протяженную квантовую яму (ловушку) с удерживающим атомы поперечным потенциалом по координатам x и y (в частности, типичным параболическим)

$$U(x, y) = a(x^2 + y^2) \quad (34)$$

(a – коэффициент), заполненную продольно перемещающимся потоком бозе-атомов, свободно движущимся по продольной координате z . Такой атомный ансамбль описывается волновыми функциями вида бегущей волны с собственными значениями уравнения Шредингера по поперечным координатам

$$E_{km} = \hbar \left(\frac{2a}{M} \right)^{1/2} (k + m + 1) \quad (35)$$

и продольной компонентой волнового вектора p_{km}/\hbar

$$p_{km} = \pm [2M(E_a - E_{km})]^{1/2}, \quad (36)$$

где $E_a = \text{const}$ – полная энергия атома; k и m – целочисленные индексы. Экспериментальная реализация подобных волноводоподобных каналов (ловушек) хорошо известна в практике глубокого лазерного охлаждения нейтральных атомов [147].

По сценарию эксперимента при продольном перемещении по каналу атомы вместе с содержащимися в них ядрами претерпевают ряд последовательных операций, происходящих в определенных зонах: приготовление изомера (зона I), обогащение атомного ансамбля изомером (зона II), глубокое охлаждение и формирование направленного потока атомов методами манипулирования излучением оптических лазеров (зона III), торможение потока атомов и повышение его концентрации (зона IV) и, наконец, усиление потока гамма-фотонов при их стимулированном испускании изомерами (зона V) (рис.1) [129].

Важную роль в сценарии играет четвертая операция, которая осуществляется в квантовом конвейере с глубокой потенциальной ямы, возрастающей с ростом координаты z [146]:

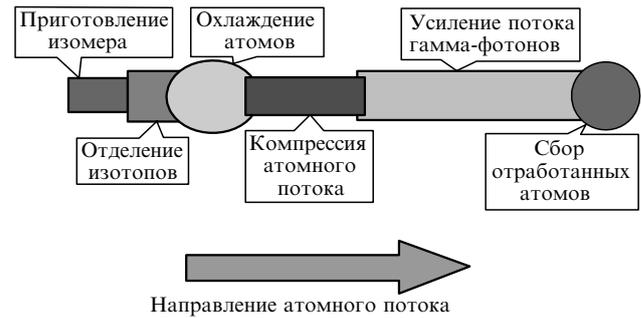


Рис.1. Принципиальная схема квантового конвейера.

$$\frac{da}{dz} > 0, \quad \frac{dU}{dz} > 0. \quad (37)$$

Если этот рост присходит достаточно медленно, то сохраняется общий характер решения вида бегущей волны, но с постепенно увеличивающейся собственной энергией E_{km} (35) и уменьшающейся компонентой волнового вектора p_{km}/\hbar (36):

$$\frac{dE_{km}}{dz} > 0, \quad \frac{dp_{km}}{dz} < 0. \quad (38)$$

Одновременно уменьшается эффективный поперечный размер D потенциальной ямы ($dD/dz < 0$); например, для низшего состояния с $k = m = 0$

$$D = 2 \left(\frac{2\hbar^2}{aM} \right)^{1/2} = 2\hbar \left(\frac{2}{ME_{00}} \right)^{1/2}. \quad (39)$$

Таким образом, при сохранении непрерывности и в случае неизменности величины полного потока атомов происходит его торможение (уменьшение переносной (транспортной) скорости $V = p_{km}/M$) и повышение концентрации n :

$$\frac{dV}{dz} < 0, \quad \frac{dn}{dz} > 0. \quad (40)$$

Для потока атомов конденсированной фракции, находящихся в низшем состоянии с $k = m = 0$ и перемещающихся от координаты z_1 до z_2 , эту процедуру удобно характеризовать кинематическими коэффициентами [129, 143], а именно коэффициентом торможения

$$\Xi_{00}^V(z_2, z_1) = \frac{V(z_2)}{V(z_1)} = \frac{1 - E_{00}(z_2)/E_a}{1 - E_{00}(z_1)/E_a} < 1, \quad (41)$$

коэффициентом сжатия поперечного сечения S_{00} потока

$$\Xi_{00}^S(z_2, z_1) = \frac{S_{00}(z_2)}{S_{00}(z_1)} = \frac{E_{00}(z_1)/E_a}{E_{00}(z_2)/E_a} < 1 \quad (42)$$

и результирующим коэффициентом компрессии потока

$$\begin{aligned} \Xi_{00}(z_2, z_1) &= \frac{n(z_2)}{n(z_1)} = [\Xi_{00}^V(z_2, z_1) \Xi_{00}^S(z_2, z_1)]^{-1} \\ &= \frac{E_a/E_{00}(z_1) - 1}{E_a/E_{00}(z_2) - 1} > 1. \end{aligned} \quad (43)$$

Таким образом, в идеализированном случае невзаимодействующих атомов концентрация газа неограниченно возрастала бы по мере приближения к некоторому критическому сечению канала с координатой $z \rightarrow z_{km}$, воспроизводя феноменологию ударной волны, чего, разумеется, не происходит на самом деле. Очевидным возникающим пределом является переход газа в обычную конденсированную фазу.

Однако и до этого перехода при определенных обстоятельствах может произойти бозе-конденсация части атомов газа, если при неизменной температуре T еще до приближения к $z = z_{km}$ возрастание концентрации n приводит к такому повышению температуры вырождения T_0 , что выполняется неравенство $T_0/T > 1$ – необходимое условие выпадения атомов в бозе-конденсат. Подобный фазовый переход лишь формально отличается от обычно рассматриваемого тем, что условие $T_0/T > 1$ достигается не понижением температуры газа T при $n = \text{const}$, а повышением T_0 из-за увеличения концентрации газа n при $T = \text{const}$.

4.5.8. Некоторые численные оценки

Расчетные оценки возможности достижения полного однопроходного усиления $G > 1$ на изомерах в составе БЭО по предложенному сценарию проведены для отмеченных в пп.4.5.6 изомеров серебра $^{111}_{47}\text{Ag}$ и цезия $^{135}_{55}\text{Cs}$ [129] с учетом явлений лазерной летаргии, спонтанного распада, а также неперемного для выполнения условия $\beta \rightarrow 1$ требования устранения пролетного уширения, состоящего в ограничении снизу длины L участка взаимодействия с полем гамма-фотонов

$$L > V\tau. \quad (44)$$

Приготовление изомерных ядер в зоне I проводится облучением материнских изотопов с концентрациями $n_m \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ потоком тепловых нейтронов с плотностью $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ по реакции радиационного захвата нейтрона $^{110}_{47}\text{Ag}(n, \gamma)^{111}_{47}\text{Ag}$ или $^{134}_{55}\text{Cs}(n, \gamma)^{135}_{55}\text{Cs}$ со скоростью около $10^6 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Длительность экспозиции нейтронами задается временем Δt_n пребывания атомов в зоне I, которое принимается малым по сравнению с временем жизни изомера τ ($\Delta t_n \ll \tau$), что позволяет пренебречь влиянием спонтанного распада метастабильных состояний. Тогда в этой зоне результирующие концентрации n_1^* изомеров $^{111}_{47}\text{Ag}$ и $^{135}_{55}\text{Cs}$ составляют $0.82 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ при $\Delta t_n = 1 \text{ с}$ и $0.84 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ при $\Delta t_n = 60 \text{ с}$.

Далее газообразная смесь изомеров и остатка материнских изотопов поступает в зону II, где производится лазерное отделение материнского изотопа от изомера (например, методом двухступенчатой селективной фотоионизации [148, 149]) и экстракция ионизированных материнских изотопов сторонним электрическим полем (в [149] удалось осуществить стопроцентную экстракцию – до 10^{13} ионов из 1 см^3). В зоне III происходит дальнейшее лазерное глубокое охлаждение ансамбля. Эти процедуры, построенные на опыте лазерного разделения изотопов, отчасти повторяют одно из предложений ядерного гамма-лазера [36, 150]. Если на эти операции затрачивается время, заметно уступающее τ , то, как и ранее, допустимо пренебречь спонтанным распадом изомеров.

Здесь же для формирования направленного пучка холодных атомов с ядрами-изомерами применяются эффективные методы лазерного манипулирования нейт-

ральными атомами (так, в [151] был получен направленный охлажденный поток натрия (10^9 атомов в секунду, $V = 5 \times 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$)).

После этого производится загрузка атомного пучка в ловушку с глубиной поперечной потенциальной ямы, возрастающей с ростом координаты z (см. пп.4.5.7). Здесь в зоне IV осуществляется трансформация параметров атомного пучка с кинематическими коэффициентами $\Xi_{00}^V = 5 \times 10^{-5}$, $\Xi_{00}^S = 10^{-4}$ и $\Xi_{00} = 2 \times 10^8$ для серебра и $\Xi_{00}^V = 6.6 \times 10^{-3}$, $\Xi_{00}^S = 10^{-3}$ и $\Xi_{00} = 1.5 \times 10^5$ для цезия.

Описываемая эволюция атомного пучка в зоне IV продолжается до достижения им в точке $z_{\text{ВЕС}}$ повышенной концентрации, при которой происходит выпадение атомов в бозе-конденсат с концентрациями $n = 1.8 \times 10^{14}$ и $1.3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для серебра и цезия соответственно. Это – заключительное событие в зоне IV, после которого смесь из атомов с изомерными и остальными ядрами, как входящими частично в состав бозе-конденсата, так и в виде обычного газа, направляется в зону усиления V. Здесь атомный пучок распространяется по квантовой ловушке с постоянной по оси z глубиной потенциальной ямы и неизменной скоростью. Эта смесь атомов содержит как изомеры, так и другие ядра и представляет собой активную среду для усиления потока гамма-фотонов, которой присущи следующие свойства.

Принимается, что выполнение условий (31), (32) и (44) означает полное устранение избыточного уширения линии гамма-испускания ($\beta \rightarrow 1$) и равенство полного значения σ величине $\lambda^2/2\pi$.

Резонансная частота усиления на изомерах, перемещающихся в лабораторной системе координат с транспортной скоростью V , оказывается смещенной относительно энергии ядерного перехода из-за эффекта Доплера.

Усиление происходит в условиях скрытой инверсии, когда взаимное кинематическое смещение гамма-линий испускания и поглощения на удвоенную энергию отдачи ядра исключает резонансное поглощение фотонов невозбужденными ядрами, что находит отражение в отсутствии соответствующего члена с их концентрацией в скоростном уравнении (45) для фотонов. В этом же уравнении учтено асимптотическое поведение текущего значения сечения стимулированного испускания по экспоненциальной модели (33), которое начинает проявляться по мере проникновения ядер в пространство взаимодействия с фотонным полем зоны усиления V.

В итоге скоростное уравнение для фотонного потока с плотностью $\Phi(z)$ приобретает вид

$$g(z) \equiv \frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dz} = \sigma n_{\text{ВЕС}}^*(z_{\text{ВЕС}}) \left[1 - \exp\left(-\eta \frac{z - z_{\text{ВЕС}}}{V(z_{\text{ВЕС}})\tau}\right) \right] \times \exp\left(-\frac{z - z_{\text{ВЕС}}}{V(z_{\text{ВЕС}})\tau}\right) - \chi^n(z_{\text{ВЕС}}), \quad (45)$$

где $g(z)$ – локальный коэффициент усиления; $n(z_{\text{ВЕС}})$ и $n_{\text{ВЕС}}^*(z_{\text{ВЕС}})$ – полная концентрация атомов и концентрация изомеров соответственно; $V(z_{\text{ВЕС}})$ – их переносная (транспортная) скорость на входе в зону усиления V в точке $z = z_{\text{ВЕС}}$. Первый экспоненциальный множитель в (45) отражает лазерную летаргию (33), второй – спонтанный распад метастабильных состояний.

Требование положительного значения максимума локального коэффициента усиления g , достигаемого при координате

$$z_0 = z_{\text{BEC}} + \frac{V(z_{\text{BEC}})\tau}{\eta} \ln(1 + \eta), \quad (46)$$

определяет критическую концентрацию изомеров на входе в зону V

$$\left. \frac{n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})}{n(z_{\text{BEC}})} \right|_{\text{crit}} = \frac{\chi}{\sigma\eta} (1 + \eta)^{1/\eta+1}, \quad (47)$$

ниже которой даже локальное усиление невозможно.

При $\eta = 1$ для серебра и цезия $n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})/n(z_{\text{BEC}})|_{\text{crit}} \approx 6 \times 10^{-3}$ и 2×10^{-2} соответственно.

Асимптотическое поведение текущего значения сечения стимулированного испускания вызывает смещение координаты начала усиления до $z_1 > z_{\text{BEC}}$ (лазерная летаргия), а исчерпание концентрации изомеров из-за их спонтанного распада задает координату $z_2 > z_0 > z_1 > z_{\text{BEC}}$ прекращения усиления. Эти характерные точки $z_{1,2}$ определяются как корни уравнения

$$\begin{aligned} \frac{1}{\eta} \exp\left(-\frac{z_{1,2} - z_0}{V(z_{\text{BEC}})\tau}\right) \left[\eta + 1 - \exp\left(-\eta \frac{z_{1,2} - z_0}{V(z_{\text{BEC}})\tau}\right) \right] \\ = \left[\frac{n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})}{n(z_{\text{BEC}})} \right]^{-1} \left[\frac{n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})}{n(z_{\text{BEC}})} \right]_{\text{crit}}. \end{aligned} \quad (48)$$

Отсюда следует, что длину L участка взаимодействия изомеров с полем разумно ограничить неравенствами

$$z_1 \leq L + z_{\text{BEC}} \leq z_2. \quad (49)$$

Величина полного коэффициента усиления G на всей длине участка взаимодействия определяется как

$$\begin{aligned} \ln G = \sigma n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}}) V(z_{\text{BEC}})\tau \left[1 - \exp\left(-\frac{L}{V(z_{\text{BEC}})\tau}\right) \right] \\ - \frac{\sigma n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}}) V(z_{\text{BEC}})\tau}{1 + \eta} \\ \times \left[1 - \exp\left(-\frac{1 + \eta}{V(z_{\text{BEC}})\tau} L\right) \right] - \chi n(z_{\text{BEC}}) L. \end{aligned} \quad (50)$$

Требование однопроходного усиления с $G \geq 1$ задает пороговое значение относительной концентрации изомера на входе в зону усиления V:

$$\begin{aligned} \left. \frac{n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})}{n(z_{\text{BEC}})} \right|_{\text{thr}} \geq \frac{\chi L}{\sigma V(z_{\text{BEC}})\tau} \\ \times \left\{ \left[1 - \exp\left(-\frac{L}{V(z_{\text{BEC}})\tau}\right) \right] \right. \\ \left. - \frac{1}{1 + \eta} \left[1 - \exp\left(-\frac{1 + \eta}{V(z_{\text{BEC}})\tau} L\right) \right] \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (51)$$

При этом отношение $L/V(z_{\text{BEC}})\tau > 1$, удовлетворяющее неравенству (44), отыскивается из условия достижения полным коэффициентом усиления G_{max} максимального значения при $L = L_{\text{max}}$, определяемом как второй корень уравнения (48) ($L_{\text{max}} = x_2 - z_{\text{BEC}}$).

Сложный ход зависимостей $g(z)$ и $G(z)$ с переходами от начального поглощения к усилению и далее к насыщению усиления со всеми характерными точками z_1 , z_2 и z_0 схематически представлен на рис.2.

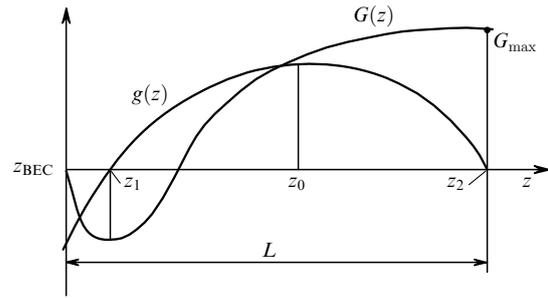


Рис.2. Усиление потока гамма-фотонов.

Для серебра и цезия $L_{\text{max}}/V(z_{\text{BEC}})\tau = 5.3$ и 4.1 , т.е. $L_{\text{max}} = 6.48 \times 10^2$ и 3.9×10^4 см, а относительные пороговые концентрации изомера $[n_{\text{BEC}}^*(z_{\text{BEC}})/n(z_{\text{BEC}})]_{\text{thr}} = 0.016$ и 0.0425 соответственно, что, разумеется, превышает критические концентрации (47). В итоге максимальное полное усиление (50) $G_{\text{max}} = 1.0023$ при $n(z_{\text{BEC}}) = 1.8 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для серебра и 1.0013 при $n(z_{\text{BEC}}) = 1.3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для цезия.

Полученные выше оптимальные протяженности L_{max} участка взаимодействия изомеров с фотонным полем, соответствующие максимуму полного коэффициента усиления G_{max} , могут из-за большой длины оказаться обременительными в экспериментальном отношении. Это затруднение легко устраняется уменьшением длины L до $L < L_{\text{max}}$ ценой не слишком значительного уменьшения полного усиления, поскольку процесс усиления вблизи $L \approx L_{\text{max}}$ насыщается и протекает при концентрации изомерных ядер, почти исчерпанной спонтанным распадом.

4.5.9. Критические замечания

Таким образом, в рамках принятых допущений численные оценки не исключают принципиальную осуществимость усиления потока гамма-фотонов при стимулированном испускании из метастабильных состояний изомерных ядер, несмотря на существующие сильные негативные факторы, способные привести к абсолютному запрету усиления. Полученные оценки полного коэффициента усиления лишь незначительно превышают единицу, что находится в согласии с величиной тест-параметра G_A (27). Рассмотренная конфигурация эксперимента, базирующаяся на применении так называемого квантового конвейера для атомов, естественным образом решает задачу компрессии атомного пучка, которая одновременно является ключевой и для достижения надпороговой концентрации изомеров, и для преодоления критических условий выпадения атомов в бозе-конденсат без нужды в быстром снижении температуры газа.

Здесь, однако, следует сделать важную оговорку. Указанные оценки усиления получены с использованием представлений о бозе-конденсации свободных атомов непрерывного спектра и соответствующих выражений для концентрации бозе-фракции $n_{\text{BEC}} \equiv f_1(T/T_0)$ (29) и критической температуры $T_0 \equiv f_2(n)$ (30). Между тем, в рассматриваемом сценарии с квантовым конвейером атомы отнюдь не свободны, а находятся в потенциальной яме с дискретными состояниями, причем в [129] полагается, что это не приводит к принципиальным отличиям, но вносит лишь некоторые количественные поправки в оценки. На самом деле этот вопрос существенно более сложен, поскольку переход от свободных атомов к ато-

мам в квантовой ловушке с дискретным спектром состояний влечет за собой коренные изменения даже в самом виде функциональных зависимостей f_1 и f_2 . Так, например, в полностью замкнутой ловушке эти функции имеют вид [136]

$$n_{\text{ВЕС}} \equiv f_1\left(\frac{T}{T_0}\right) = n\left[1 - \left(\frac{T}{T_0}\right)^3\right], \quad (52)$$

$$T_0 \equiv f_2(n) = 0.94 \frac{E_{00}}{k_B} (nv)^{1/3}, \quad (53)$$

существенно отличающийся от (29) и (30) (v – эффективный объем квантовой ловушки). В случае квантового конвейера с частично замкнутой ловушкой с поперечным ограничением и свободным продольным движением функции f_1 и f_2 должны приобрести вид, отличный как от (29) и (30), так и от (52) и (53), что приводит к необходимости отдельного детального анализа, результаты которого могут заметно отличаться от полученных выше.

Следует еще раз напомнить, что вопрос о фундаментальном значении времени жизни $\Theta_{\text{ВЕС}}$ атомов в бозе-конденсате остается открытым и требует теоретического и экспериментального изучения. Поэтому сегодня, по видимому, еще не пришло время для прямых полномасштабных экспериментальных попыток непосредственного наблюдения стимулированного гамма-испускания долгоживущих изомеров, включенных в бозе-конденсат. Однако столь же несомненна и своевременна необходимость в теоретическом и экспериментальном исследовании различных элементов предложенного выше экспериментального сценария, таких как квантовый конвейер для атомов, фазовый переход в бозе-конденсат при постоянной температуре и нарастающей концентрации газа в частично замкнутой квантовой ловушке с теоретическим отысканием вида функций $f_1(T/T_0)$ и $f_2(n)$, более обоснованный выбор коэффициента η в (45) и др.

Эти исследования представляются также существенными, поскольку стимулированное испускание излучателей, входящих в состав бозе-конденсата, интересно наблюдать не только в долгоживущих ядерных изомерах, но и в атомах, например из метастабильного 2^3S_1 -состояния атомарного гелия с испусканием ВУФ фотонов с энергией около 20 эВ. Расчетное моделирование подобной экспериментальной конфигурации проделано в [143, 152, 153].

5. Заключение

5.1. Сопоставление и классификация разных концепций ЯГЛ

Основной вывод проведенного обсуждения подтверждает его исходный тезис: центральным внутренним конфликтом любой концепции ядерного гамма-лазера является антагонизм между необходимостью аккумуляции критического количества N_A действующих возбужденных ядер (см. п.4.1), достаточного для осуществления приемлемого квантового усиления, и требованием сужения линии гамма-испускания вплоть до ее естественной радиационной ширины с целью получения максимального сечения стимулированного испускания. При этом достижение значительного числа ядер N_A необходимо даже в тех случаях, когда отсутствует резонансное по-

глощения гамма-фотонов невозбужденными ядрами и нет необходимости в истинной инверсии населенности состояний.

Фундаментальное противоречие между указанными факторами состоит в том, что возмущающее воздействие накачки необходимой высокой интенсивности и одновременно ограниченность спектральной плотности доступных источников накачки заставляют обращаться к изотопам с относительно большим временем жизни τ верхнего уровня лазерного перехода, в то время как приближение к естественной радиационной ширине гамма-линии $\Delta\omega_\gamma$ тем сложнее, чем больше время жизни τ .

Попытки отыскать компромисс между этими конфликтующими факторами, рассмотренные в п.3.2, 4.2, 4.3, 4.4 и 4.5, едва ли можно сегодня признать безусловно успешными, если иметь в виду цель создания ЯГЛ как практически полезного устройства*. Тем не менее, по видимому, следует выделить три из них (п.4.2, 4.3 и 4.5), как имеющие перспективу развития, в том числе и экспериментального. Для сопоставления положительных и отрицательных сторон этих (а равно и других возможных) концепций ЯГЛ удобно ввести их простую классификацию.

С этой целью, исходя из основной формулы (1) для локального коэффициента усиления g (но, в отличие от оценок п.4.1, не пренебрегая некоторыми входящими в нее параметрами), следует построить выражение для полного числа действующих ядер в канале усиления с площадью поперечного сечения ΔS :

$$N_A \equiv n_2 L \Delta S = \frac{2\pi}{\beta} \ln G_A \frac{\Delta S}{\lambda^2} (1 - \rho_1 - \rho_2)^{-1}, \quad (54)$$

где $G_A = \exp(gL)$ – приемлемое для эксперимента полное экспоненциальное усиление на одном проходе среды длиной L , а коэффициенты

$$\rho_1 \equiv \frac{n_1}{n_2} \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1}, \quad (55)$$

$$\rho_2 \equiv \frac{\chi}{\sigma\beta} \frac{n_1}{n_2} \quad (56)$$

отражают степень инверсии населенностей и относительный уровень нерезонансных потерь фотонов в среде с суммарной концентрацией n ядер (атомов) всех типов соответственно, причем при превышении порога усиления $\rho_1 + \rho_2 < 1$.

Значения коэффициентов ρ_1 и ρ_2 , а также отношений $\Delta S/\lambda^2$ и β определяют степень совершенства конструкции ЯГЛ, если принять, что характеризующий его параметр качества $Q \equiv N_A^{-1}$ тем выше, чем меньше полное число действующих ядер N_A при заданной величине G_A , т. е. чем ближе к единице β и чем меньше остальные коэффициенты.

Введенные коэффициенты ρ_1 и ρ_2 позволяют классифицировать и сопоставить рассмотренные схемы ЯГЛ.

1. В конденсированной усиливающей среде с истинной инверсией коэффициенты ρ_1 и ρ_2 могут быть доста-

*Здесь оставлены вне рассмотрения экспериментальные работы [154, 155], которые состоят в обнаружении фотонных отсчетов удвоенной энергии и в сущности представляют собой лишь попытку проверки справедливости эйнштейновских законов излучения для ядерной физики.

точно велики, а их сумма будет лишь незначительно отличаться от единицы. Так, мессбауэровская схема ЯГЛ (п.3.2) требует наличия истинной инверсии из-за спектрального совпадения линий ядерного гамма-испускания и поглощения. Поэтому ρ_1 не может быть очень малым. Число действующих ядер составляет лишь небольшую долю общего количества атомов монокристаллической матрицы ($n \gg n_2$), и поэтому ρ_2 также не может быть малым даже при малости отношения $\chi/\sigma\beta \ll 1$, характерной для многих случаев.

2. В среде с безынверсным усилением (п.4.3) $\rho_1 = 0$, но ρ_2 , как и в схеме 1, остается не малым, поскольку сегодня предполагается, что безынверсное усиление с $\beta \rightarrow 1$ осуществимо лишь для бесфононной мессбауэровской линии, т. е. в конденсированной среде.

3. В схеме ЯГЛ со скрытой инверсией (п.4.2) и в гипотетической схеме с ядрами в бозе-эйнштейновском конденсате (п.4.5) истинная инверсия не требуется, т. е. $\rho_1 = 0$, а усиливающей средой служит сильно разреженный газ с $n/n_2 \sim 1$, в силу чего $\rho_2 \ll 1$.

В итоге, если оценивать параметр качества Q по наименьшему обратному значению полного числа действующих ядер N_A , то разные концепции ЯГЛ можно ранжировать от низшего параметра Q_1 (схема 1) к высшему Q_3 (схемы 2, 3): $Q_1 \ll Q_2 \ll Q_3$. Как видно, однако, из п.5.2, это ранжирование не является исчерпывающим.

Помимо подобного формального сопоставления полезно резюмировать главные особенности разных концепций ЯГЛ.

Концепция ЯГЛ с глубоко охлажденными ансамблями свободных ядер со скрытой инверсией (п.4.2) привлекательна в первую очередь тем, что в ней делается попытка примирить принципиальные внутренние противоречия, препятствующие проведению полномасштабного эксперимента, в котором впервые удалось бы наблюдать явление ядерного стимулированного гамма-испускания лазерного типа.

Стимулированное гамма-испускание происходит фактически в форме обратного индуцированного когерентного рассеяния фотонов накачки в условиях скрытой инверсии населенностей, что не требует долговременного аккумулярования возбужденных ядер; таким образом, оказывается возможным выполнить требование $\beta \rightarrow 1$ для возбужденных ядерных состояний с линией радиационного перехода не слишком малой естественной ширины. При этом возмущающее воздействие накачки практически исключено из-за высокой прозрачности разреженной усиливающей среды.

К дополнительным положительным сторонам следует отнести то, что создание глубоко охлажденных пучков нейтральных атомов, их удержание в протяженных квантовых ловушках, генерирование рентгеновского излучения накачки высокой спектральной плотности и т. п. подкреплено богатым экспериментальным опытом, а список возможных нуклидов-кандидатов достаточно обширен [156].

Однако, несмотря на несомненную заманчивость для экспериментатора возможности наблюдения явления ядерного стимулированного испускания, приходится, к сожалению, признать, что сложность и громоздкость экспериментального устройства, включающего в себя уникальный релятивистский источник рентгеновского излучения последнего поколения (анализ характеристик возможных источников рентгеновской накачки см. в ра-

боте [157]), контрастирует с количественной незначительностью ожидаемого результата (низким квантовым выходом), что делает проблематичной возможность построения по этой схеме простых ЯГЛ, которые из собственно предмета исследований могли бы стать надежным повседневым лабораторным инструментом.

Исключительный общезначительный интерес представляет концепция ЯГЛ с усилением без инверсии населенностей (п.4.3), объединяющая в себе опыт мессбауэровской спектроскопии с достижениями лазерно-оптических методов установления когерентности атомных состояний. Преодоление отмеченного выше фундаментального противоречия проблемы ЯГЛ основывается, с одной стороны, на испускании бесфононной мессбауэровской гамма-линии естественной ширины с $\beta \rightarrow 1$, а с другой – на теоретических и экспериментальных успехах в построении оптических лазеров с усилением без инверсии атомных населенностей, возникающим в результате установления когерентных непоглощающих состояний нижнего уровня лазерного перехода. Это явление, осуществленное применительно к ядерным состояниям, означало бы исключение резонансного поглощения гамма-фотонов невозбужденными ядрами и, соответственно, создание предпосылок (как и в предыдущей схеме, хотя и по другой причине) для стимулированного гамма-испускания без необходимости в истинной инверсии ядерных населенностей, т. е., формально говоря, при любой сколь угодно малой, но конечной населенности верхнего уровня ядерного лазерного перехода.

К сожалению, как отмечено в п.4.1, этот замечательный факт не снимает необходимости в аккумуляровании значительного количества возбужденных ядер для поддержания приемлемого значения полного коэффициента усиления G и, следовательно, в достаточно эффективной накачке. В известном смысле концепцию безынверсного гамма-усиления можно рассматривать как развитие схемы мессбауэровского ЯГЛ (разд.3), поскольку предполагается, что установление непоглощающих когерентных ядерных состояний в твердотельной матрице происходит с соблюдением условий мессбауэровского эксперимента. Поэтому, как и в п.3.2, остаются в силе опасения, что накачка любого типа может оказаться несовместимой с сохранением бесфононной гамма-линии (например, по [109] результатом накачки может стать недопустимый нагрев матрицы до температуры порядка 100 К), тем более, что поддержание мессбауэровского условия $\beta \rightarrow 1$ отягощено еще и манипуляциями с подуровнями с целью установления непоглощающего когерентного состояния.

Тем не менее эти и другие возможные опасения ни в коей мере не могут служить абсолютным запретом для экспериментального успеха ЯГЛ с безынверсным усилением.

Концепция ЯГЛ с усиливающей средой в виде БЭК (п.4.5) выделяется на фоне других рассмотренных схемных решений совершенно недостаточной теоретической проработанностью. Эта концепция, скорее, представляется некоей привлекательной, но гипотетической картиной, чем готовым рабочим материалом. Центральное гипотетическое допущение состоит в том, что атомы БЭК с перекрывающимися волновыми функциями, образующие своего рода единый *мегаатом*, радикальным образом лишаются свободы индивидуальных движений, вследствие чего неоднородное уширение гамма-линий

ядер, входящих в состав атомов БЭК, оказывается настолько подавленным, что условие $\beta \rightarrow 1$ выполняется даже для изомерных состояний с большими временами жизни τ и, соответственно, с предельно узкими линиями естественной радиационной ширины. Тогда при подтверждении этого допущения фундаментальное противоречие проблемы ЯГЛ находит разрешение, поскольку $\beta \rightarrow 1$ задает максимальное значение полного сечения стимулированного испускания, а большие времена жизни τ решают задачу эффективной невозмущающей или даже заблаговременной накачки. Разумеется, и в этом случае остается еще множество подлежащих решению сложных задач (например, преодоление экспериментальных затруднений, связанных при больших временах жизни τ с лазерной летаргией), но они уже не носят принципиального характера.

К сожалению, однако, предложенная гипотеза не имеет сегодня надежных доказательств – ни теоретических, ни экспериментальных. Привлекательность ее возможных последствий побуждает к тщательному и всестороннему изучению этой проблемы, в первую очередь к внесению ясности в понятие и величину естественного времени жизни атомов бозе-конденсата (время квантовой когерентности) $\Theta_{\text{век}}$.

Настоятельно требует дальнейшего изучения и интересное предложение [158] о возможности эффективного контроля степени связи ядер с квантовыми переходами высокой мультипольности и электромагнитного поля специально сформированных фотонных пучков, обладающих соответствующими угловыми моментами, адекватными мультипольности перехода. Можно ожидать, что подобное «согласование» поля с квантовым переходом откроет возможность управления радиационными процессами в ядрах, в частности использования долгоживущих изомеров с сильнозапрещенными спонтанными переходами высоких мультипольностей.

Из вышеприведенного сопоставления разных версий ЯГЛ видно, что, несмотря на различный уровень их продвинутой и экспериментальной востребованности, а также на то, что ни одна из них не свободна от узких мест, можно сделать заключение о несомненной необходимости дальнейших исследований концепций, предложенных в п.4.2, 4.3 и 4.5, не отдавая сегодня преимущества ни одной из них.

Тем не менее важно подчеркнуть: успех полномасштабного эксперимента по первому наблюдению стимулированного испускания гамма-фотонов ядрами с использованием любой из предложенных несовершенных схем послужил бы неоценимым стимулом для общего прогресса квантовой нуклеоники.

5.2. Соотношение неопределенности и «ЯГЛ-гипербола»

Давно замечено на множестве примеров, что любое достигшее совершенства конструктивно-технологическое решение отличается не только практической полезностью, но и вызывает эстетическое удовлетворение. Это никак нельзя отнести ни к одной из рассмотренных выше концепций ЯГЛ, особенно при взгляде на громоздкие и изощренные способы их накачки. Поэтому поиск новых концепций ЯГЛ несомненно будет продолжен.

В сущности причиной отмеченного выше центрального внутреннего конфликта ЯГЛ служит вполне фундаментальное ограничение, задаваемое соотношением не-

определенности $\Delta\omega_\gamma\tau \geq 2\pi$ для времени жизни τ возбужденного состояния и естественной шириной $\Delta\omega_\gamma/2\pi$ гамма-линии испускания. В самом деле, умножение обеих сторон неравенства $\Delta\omega_\gamma \geq 2\pi/\tau$ на полное число действующих ядер $N_A = Q^{-1}$ (54) в объеме усиливающей среды с поперечным сечением ΔS дает соотношение

$$P\tau \geq \frac{2\pi}{\beta} \ln G_A \frac{\Delta S}{\lambda^2} (1 - \rho_1 - \rho_2)^{-1} \equiv Q^{-1}, \quad (57)$$

где G_A – полный коэффициент усиления, значение которого считается достаточным для наблюдения функционирования ЯГЛ; $P = N_A/\tau$ – минимальная скорость накачки, т. е. число возбужденных ядер, создаваемых в объеме среды в единицу времени накачкой любого типа для компенсации их спонтанного распада и поддержания $N_A = \text{const}$ при допущении пренебрежимо слабого влияния стимулированного распада на населенность верхнего уровня лазерного перехода. Правая часть соотношения (57) Q^{-1} есть фиксированный свободный параметр качества конструкции, задаваемый весьма ограниченными возможностями экспериментатора, состоящими в стремлении уменьшить отношение $\Delta S/\lambda^2$ и коэффициенты ρ_1 и ρ_2 и увеличить $\beta \rightarrow 1$.

Таким образом, выражение (57) можно в известном смысле рассматривать как семейство фундаментальных «ЯГЛ-гипербол» $P \geq Q^{-1}/\tau$ с параметром семейства Q , являющихся прямым следствием соотношения неопределенности $\Delta\omega_\gamma\tau \approx 2\pi$.

Иллюстративные количественные примеры с достаточно произвольным выбором чисел таковы: $P\tau \geq 5 \times 10^9$, если $G_A = 1.5$, $\Delta S/\lambda^2 = 10^8$, $\beta \rightarrow 1$ и $\rho_1 + \rho_2 = 0.95$, т. е. $P \geq 5 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$ при $\tau = 10^{-6} \text{ с}$ (мессбауэровские схемы разных типов, включая схему с безынверсным усилением); $P\tau \geq 2.5 \times 10^8$ при $\rho_1 + \rho_2 \ll 1$ и тех же остальных параметрах, т. е. $P \geq 2.5 \times 10^{17} \text{ c}^{-1}$ при $\tau = 10^{-9} \text{ с}$ (схема с глубоко охлажденными свободными ядрами со скрытой инверсией), $P \geq 2.5 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$ при $\tau = 100 \text{ с}$ (гипотетическая схема с ядрами в БЭК) и т. п. Из этих примеров видно, что расстановка разных схем ЯГЛ по уровню интенсивности накачки может заметно отличаться от представленной в п.5.1, где игнорируется величина времени жизни τ .

В итоге как рассмотренные выше схемы ЯГЛ, так и поле поисков новых концепций располагаются вблизи гиперболы $P \geq Q^{-1}/\tau$ (57).

5.3. Автономный ЯГЛ?

Перемещаясь все дальше по правой ветви гиперболы (57), можно высказать осторожную надежду на, по-видимому, наиболее адекватное решение проблемы ЯГЛ в виде автономного устройства, практически свободного от сторонней накачки, в котором когерентный поток гамма-квантов является непосредственным продуктом ядерной реакции высвобождения собственной внутриядерной энергии, например энергии метастабильных состояний долгоживущих изомеров. В этом случае центральной проблемой ЯГЛ остается лишь задача устранения избыточного уширения гамма-линии вплоть до ее исключительно малой естественной ширины ($\beta \rightarrow 1$), присущей долгоживущим состояниям. Способы решения последней задачи пока остаются более чем проблематичными (см., в частности, п.4.5).

При всей привлекательности рассматриваемого устройства его особенность, которую отчасти можно рассматривать как негативную, состоит в том, что из-за ничтожной вероятности спонтанного испускания старт процесса генерирования даже при достаточно высоком коэффициенте усиления требует инъекции сторонних затравочных фотонов в моды среды. При этом встает вопрос о стабильности стационарного генерирования такого ЯГЛ после отключения затравочных фотонов. Дело в том [159], что условием стационарного генерирования служит отнюдь не равенство полного усиления суммарным потерям фотонов, как обычно принято полагать: потери всегда превышают усиление на малый безразмерный параметр $\mu \ll 1$ (разность $1 - \mu$ равна отношению усиления к потерям), причем возникающий из-за этого дефицит в притоке фотонов стимулированного происхождения компенсируется поступлением спонтанных фотонов в генерирующие моды среды. (Кстати, конечность этого же малого параметра μ , характеризующего вклад спонтанных фотонов в излучение лазера, препятствует, наряду с другими причинами, достижению его полной когерентности.)

Поэтому отключение притока сторонних фотонов в рассматриваемой схеме автономного ЯГЛ практически означает необходимость устремления малого, но конечного параметра μ к нулю ($\mu \rightarrow 0$). Устойчивость такого переходного процесса не очевидна.

5.4. Проблемы, параллельные задаче создания ЯГЛ

Изучение радиационных процессов в ядрах, в особенности – индуцированных, представляет безусловный интерес и помимо задачи создания ЯГЛ. Показательным примером может служить возникающая при подтверждении упомянутой выше гипотезы о когерентных свойствах БЭК возможность наблюдения сверхузких гамма-линий естественной ширины, длина когерентности которых на много порядков больше, чем у линий, получаемых мессбауэровским методом [160].

Достойна внимания и такая сторона проблемы ЯГЛ, как задача производства энергии [161 – 164]. Понимание того, что в гамма-лазере, построенном на использовании долгоживущих метастабильных изомеров, по существу протекает экзотермическая цепная ядерная реакция, нашло отражение в самых первых предложениях [8], озаглавленных «Источник когерентного гамма-излучения на основе цепной реакции индуцированных ядерных переходов» (с прямым указанием на одно из возможных применений – «ядерный реактор – источник энергии») и «О возможности осуществления цепной реакции индуцированных радиационных переходов возбужденных ядер».

В самом деле, плотность энергии, запасаемой в ряде изомеров, составляет ~ 100 МДж·г⁻¹, что примерно на два порядка меньше энергосодержания делящихся материалов, но на три порядка превышает теплотворную способность углеводородного топлива. Преимущества и недостатки этой промежуточной позиции определяет место радиационной ядерной цепной реакции в иерархии энергопроизводства. Главный аргумент в ее пользу, конечно, экологического характера – отсутствие долгораспадающихся радиоактивных отходов.

И наконец, в качестве контраста к прагматической задаче разработки ЯГЛ можно вспомнить и о такой экзотике, выходящей за экспериментально-лабораторные рамки, как возможная роль природных процессов инду-

цированного испускания гамма-квантов в космологических и астрофизических явлениях («космические гамма-лазеры») [165].

5.5. «Никогда не говори никогда»

Итак, все же будет ли когда-либо (и когда?) создан действующий ядерный гамма-лазер или другое устройство, в котором происходило бы стимулированное испускание гамма-квантов ядрами?

Позиция пророка обычно бывает опасной, предсказывать же научный прогресс – по меньшей мере опрометчивое занятие. Вот несколько замечательных пророчеств, сделанных экспертами, несомненно достаточно квалифицированными в своих областях науки (почерпнуты из книги «Говорят специалисты» (США)).

Уильям Томсон (1895 г.): «Летать в машине тяжелее воздуха невозможно».

Уильям Томсон (1897 г.): «У беспроводного телеграфа нет будущего».

Уильям Томсон (1900 г.): «Рентгеновские лучи – это всего лишь шутка».

Эрнест Резерфорд (1919 г.): «Ядерная физика никогда не будет иметь никаких практических приложений».

Оливер Хевисайд (1893 г.): «Передача электромагнитных волн по металлическим трубам (т. е. по волноводам) невозможна».

В свете сказанного и оглядываясь на Великих, разумно воздержаться от прямого ответа на поставленный выше вопрос, но, руководствуясь мудрым правилом «никогда не говори никогда», можно рискнуть сделать следующее утверждение: *любое порожденное умозрительно явление природы, не находящееся в противоречии с ее фундаментальными законами, может быть и рано или поздно будет воспроизведено в эксперименте, коль скоро в этом возникнет реальная потребность*. Для этого, по словам В.Л.Гинзбурга, необходим всего лишь (!) идейный «прорыв» (см. п. 1.1).

И наконец, оптимистическим заключением всего вышесказанного и напутствием автора читателям пусть послужат слова известного принстонского физика Дайсона: «Наилучший способ познать будущее состоит в том, чтобы прожить так долго, как вы сможете, и увидеть, что произойдет»*.

Автор искренне благодарен А.А.Задерновскому за многолетнее дружественное сотрудничество.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки РФ, проект РНП.2.1.1.1094. В разное время исследования по тематике этой статьи выполнялись в Лаборатории прикладной физики МИРЭА при поддержке РФФИ, INTAS и МНТЦ + AFOSR/EOARD.

6. Литература

1. Rivlin L.A. *Laser Phys.* (Special Issue), **5**, 207 (1995).
2. Eddington A.S. *The Internal Constitution of the Stars* (London: Cambridge Univ. Press, 1926).
3. Гинзбург В.Л. *УФН*, **103**, 87 (1971).
4. Гинзбург В.Л. *УФН*, **134**, 469 (1981).
5. Гинзбург В.Л. *УФН*, **169**, 419 (1999).
6. Гинзбург В.Л. *УФН*, **174**, 1240 (2004).
7. Гинзбург В.Л. *УФН*, **177**, 346 (2007).
8. Ривлин Л.А. А.с. № 621256 с приоритетом от 10 января 1961 г.

* Dyson F J. – Institut for Advance Study, Princeton, NY 08540; e-mail <dyson@ias.edu> .

- Бюллетень изобретений, открытий и товарных знаков СССР, № 23, 220 (1979).
9. Ривлин Л.А. *Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. «Электроника»*, № 6, 60 (1962).
 10. Ривлин Л.А. *Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. «Электроника»*, № 6, 42 (1963).
 11. Чириков Б.В. *ЖЭТФ*, **44**, 2017 (1963).
 12. Vali V., Vali W. *Proc. IEEE*, **51**, 182 (1963).
 13. Baldwin G.C., Neissel J.P., Tonks L. *Proc. IEEE*, **51**, 1247 (1963).
 14. Baldwin G.C., Neissel J.P., Tonks L. *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **6**, 178 (1963).
 15. General Electric Co. GB Patent № 1 056 565, Jan. 30, 1963.
 16. Vali V., Vali W. US Patent № 3 281 600, Oct. 25, 1966.
 17. Baldwin G.C., Neissel J.P., Tonks L. US Patent № 3 234 099, Feb. 8, 1966.
 18. Sennet W.P. US Patent № 3 233 107, Feb. 1, 1966.
 19. Eerkens J.W. US Patent № 3 430 046, Feb. 25, 1969.
 20. Pickenbrock L.J., Tibbals E.C. US Patent № 3 557 370, Jan. 19, 1971.
 21. Pickenbrock L.J. US Patent № 3 567 938, Mar. 2, 1971.
 22. Хохлов Р.В. *Письма в ЖЭТФ*, **15**, 580 (1972).
 23. Ильинский Ю.А., Хохлов Р.В. *УФН*, **110**, 449 (1973).
 24. Ильинский Ю.А., Хохлов Р.В. *ЖЭТФ*, **65**, 1619 (1973).
 25. Намиот В.А. *Письма в ЖЭТФ*, **18**, 369 (1973).
 26. Афанасьев А.М., Каган Ю.М. *Письма в ЖЭТФ*, **2**, 130 (1965).
 27. Зарецкий Д.Ф., Ломоносов В.В. *ЖЭТФ*, **48**, 368 (1965).
 28. Terhune I.H., Baldwin G.C. *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 589 (1965).
 29. Дмитриев В.Ф., Шуряк А.С. *ЖЭТФ*, **67**, 494 (1974).
 30. Trammell G.T., Hannon J.P. *Opt. Commun.*, **15**, 325 (1975).
 31. Андреев А.В. *ЖЭТФ*, **72**, 1397 (1977).
 32. Андреев А.В., Ильинский Ю.А., Хохлов Р.В. *ЖЭТФ*, **73**, 1296 (1977).
 33. Гольданский В.И., Каган Ю.М. *УФН*, **110**, 445 (1973).
 34. Гольданский В.И., Каган Ю.М. *ЖЭТФ*, **64**, 90 (1973).
 35. Гольданский В.И., Каган Ю.М., Намиот В.А. *Письма в ЖЭТФ*, **18**, 61 (1973).
 36. Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **64**, 1555 (1973).
 37. Baldwin G.C., Solem J.C. *J. Appl. Phys.*, **51**, 2372 (1980).
 38. Летохов В.С. *Квантовая электроника*, **4**, 125 (1975).
 39. Андреев А.В., Ильинский Ю.А., Хохлов Р.В. *ЖЭТФ*, **67**, 1647 (1974).
 40. Гольданский В.И., Карягин С.В., Намиот В.А. *Письма в ЖЭТФ*, **19**, 625 (1974).
 41. Каган Ю.М. *Письма в ЖЭТФ*, **19**, 722 (1974).
 42. Ильинский Ю.А., Намиот В.А. *Квантовая электроника*, **1**, 1608 (1974).
 43. Каган Ю.М. *Письма в ЖЭТФ*, **20**, 27 (1974).
 44. Андреев А.В., Ильинский Ю.В. *ЖЭТФ*, **68**, 811 (1975).
 45. Ильинский Ю.А., Хохлов Р.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **19**, 792 (1976).
 46. Андреев А.В., Ильинский Ю.А. *Письма в ЖЭТФ*, **22**, 462 (1975).
 47. Андреев А.В., Ильинский Ю.А. *ЖЭТФ*, **70**, 1713 (1976).
 48. Wood L., Charline G. *Nature*, **252**, 447 (1974).
 49. Baldwin G.C. *Laser Focus*, **10** (3), 42 (1974).
 50. Бушуев В.А., Кузьмин Р.Н. *УФН*, **114**, 677 (1974).
 51. Baldwin G.C., Khokhlov R.V. *Phys. Today*, **28**, 33 (1975).
 52. Baldwin G.C., Solem J.C., Gol'danskii V.I. *Rev. Mod. Phys.*, **53**, 687 (1981).
 53. Gol'danskii V.I., Kuz'min R.N., Namiot V.A. *Top. Curr. Phys.*, № 5, 49 (1981).
 54. Baldwin G.C. *Phys. Rep.*, **7**, 1 (1982).
 55. Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н. *Гамма-лазеры* (М.: изд. МГУ, 1989).
 56. Baldwin G.C., Solem J.C. *Rev. Mod. Phys.*, **69**, 1085 (1997).
 57. Сворень Р. *Наука и жизнь*, № 1, 21 (1975).
 58. Shawlow A.L., Townes C.H. *Phys. Rev.*, **112**, 1940 (1958).
 59. Ишханов Б.С., Пискарев И.М. *Ядерная физика*, **32**, 593 (1980).
 60. Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **21**, 286 (1975).
 61. Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *Квантовая электроника*, **3**, 634 (1976).
 62. Arad B., Eliezer S., Paiss Y. *Phys. Lett. A*, **74**, 395 (1979).
 63. Becker W., Schlicher R.R., Scully M.O. *Phys. Lett. A*, **106**, 441 (1984).
 64. Eliezer S., Martinez-Val J.M., Borovitz J.L. *Laser Phys.*, **5**, 323 (1995).
 65. Элиэзер Ш., Мартинец-Валь Х.М., Пайс Й., Веларде Г. *Квантовая электроника*, **22**, 1140 (1995).
 66. Collins C.B., Eberhard C.D., Glesener J.W., Andersen J.A. *Phys. Rev. C*, **37**, 2267 (1988).
 67. Collins C.B., Karamian S.A., Carroll J.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 695 (1999).
 68. Ahmad I., Banar J.C., Becker J.A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 70 (2001).
 69. Schwarzschild B. *Phys. Today*, **57**, 21 (2004).
 70. Ткаля Е.В. *УФН*, **175**, 555 (2005).
 71. Deslattes R. *Appl. Phys. Lett.*, **12**, 135 (1968).
 72. Borgmann J. *Phys. Zeit.*, **42**, 157 (1941).
 73. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **32**, 587 (2002).
 74. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **19**, 513 (1992).
 75. Rivlin L.A. *Laser Phys.*, **5**, 297 (1995).
 76. Rivlin L.A. *Laser Part. Beams*, **14**, 93 (1996).
 77. Rivlin L.A. *Laser Phys.*, **7**, 1253 (1997).
 78. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **27**, 189 (1999).
 79. Rivlin L.A. *Laser Phys.*, **9**, 12 (1999).
 80. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **26**, 122 (1999).
 81. Rivlin L.A. *Hyperfine Interactions*, **107**, 57 (1997).
 82. Marcuse D. *Proc. IEEE*, **51**, 849 (1963).
 83. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **7**, 634 (1980).
 84. Vysotskii V.I., Kuz'min R.N. *Laser Phys.*, **5**, 301 (1995).
 85. Shvyd'ko Yu.V., Lerche M., Wille H.-C., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 013904-1 (2003).
 86. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **32**, 294 (2002).
 87. Agee F.J., Carroll J.J., Rivlin L.A., Vuletic V. *Hyperfine Interactions*, **143**, 7 (2002).
 88. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **35**, 813 (2005).
 89. Кочаровская О., Ханин Я.И. *Письма в ЖЭТФ*, **48**, 581 (1988).
 90. Harris S.E. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1033 (1989).
 91. Scully M.O., Zhu S.-Y., Gavrielides A. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2813 (1989).
 92. Arimondo E., Orriols G. *Nuovo Cimento*, **17**, 333 (1976).
 93. Alzetta G., Gozzini A., Moi L., Orriols G. *Nuovo Cimento*, **17**, 5 (1976).
 94. Gao J.Y. *Opt. Commun.*, **93**, 323 (1992).
 95. Nottelman A., Peers C., Lange W. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1783 (1993).
 96. Fry E.S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 3235 (1993).
 97. Van der Veer W.E., Donzelmann A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 3243 (1993).
 98. Zibrov A.S., Lukin M.D., Nikonov D.E., Hollberg L., Scully M.O., Velichansky V.L., Robinson H.G. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 1499 (1995).
 99. Kocharovskaya O. *Phys. Rep.*, **219**, 175 (1992).
 100. Scully M.O. *Phys. Rep.*, **219**, 191 (1992).
 101. Coussement R. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1824 (1993).
 102. Kocharovskaya O. *Laser Phys.*, **5**, 284 (1995).
 103. Kocharovskaya O.A. *Hyperfine Interactions*, **107**, 187 (1997).
 104. Шахмуратов Р.Н. *Оптика и спектроскопия*, **84**, 724 (1998).
 105. Coussement R., Neyens G., et al. *Laser Phys.*, **5**, 292 (1995).
 106. Kocharovskaya O.A., Kolesov R., Rostovtsev Yu. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3593 (1999).
 107. Kocharovskaya O.A., Kolesov R., Rostovtsev Yu. *Laser Phys.*, **9**, 745 (1999).
 108. Shakhmuratov R.N., Kozyreff G., Coussement R., Odeurs J., Mandel P. *Opt. Commun.*, **179**, 523 (2000).
 109. Kolesov R., Rostovtsev Yu., Kocharovskaya O. *Opt. Commun.*, **179**, 537 (2000).
 110. Olariu S., Carroll J.J., Collins C.B. *Europhys. Lett.*, **37**, 177 (1997).
 111. Coussement R., Rostovtsev Yu., Odeurs J., Neyens G., Muramatsu H., Cheysen S., Callens R., Vyvey K., Kozyreff G., Mandel P., Shakhmuratov R.N., Kocharovskaya O. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 107601 (2002).
 112. Neyens G., Coussement R., Odeurs J. *Hyperfine Interactions*, **107**, 319 (1997).
 113. DePaola B.D., Collins C.B. *J. Opt. Soc. Am.*, **1**, 812 (1984).
 114. Collins C.B., DePaola B.D. *J. Opt. Soc. Am.*, **10**, 25 (1985).
 115. Keitel C.H., Kocharovskaya O.A., Narducci L.M., Scully M.O., et al. *Phys. Rev. A*, **48**, 3196 (1993).
 116. Coussement R., Put P., Scheveneels G., Hardeman F. *Hyperfine Interactions*, **26**, 1021 (1985).
 117. Scheveneels G., Hardeman F., Coussement R. *Hyperfine Interactions*,

- 52, 257 (1989).
118. Odeurs J., Coussement R., Vyvey K., Muramatsu H., Cheysen S., Callens R., Neyens G., Serdons I., Chakhmuratov R.N., Rostovtsev Y., Kocharovskaya O. *Hyperfine Interactions*, **143**, 97 (2002).
119. Vagizov F.G., Kolesov R.L., Kocharovskaya O.A. *J. Modern. Opt.*, **51**, 2579 (2004).
120. Vagizov F.G., Kolesov R.L., Kocharovskaya O.A. *Proc. II Intern. Conf. "Frontiers of Nonlinear Physics"* (Nizhny Novgorod, 2005, p.505).
121. Vagizov F., Kolesov R., Olariu S., Kocharovskaya O. *Proc. VII AFOSR Workshop "Isomer and Quantum Nucleonics"* (Dubna, 2006, p. 181).
122. Rivlin L.A., Zadernovsky A.A. *Laser Phys.*, **6**, 956 (1996).
123. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 23 (2004).
124. Rivlin L.A., Carroll J.J., Agee F.J. *Laser Phys.*, **14**, 435 (2004).
125. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 612 (2004).
126. Rivlin L.A. *Laser Phys.*, **15**, 454 (2005).
127. Корнелл Э.А., Виман К.Э. *УФН*, **173**, 1320 (2003).
128. Кеттерле В. *УФН*, **173**, 1339 (2003).
129. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **36**, 842 (2006).
130. Каган Ю.М., Свистунов Б.И., Шляпников Г.В. *Письма в ЖЭТФ*, **42**, 177 (1985).
131. Kagan Yu. et al. *Phys. Rev. A*, **54**, R1753 (1996).
132. Kagan Yu., Shlyapnikov G.V., Walraven J.T.M. *Phys. Rev.*, **76**, 2670 (1996).
133. Kagan Yu. et al. *Phys. Rev. A*, **55**, R18 (1997).
134. Kagan Yu., Surkov E.L., Shlyapnikov G.V. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2604 (1997).
135. Kagan Yu., Murushev A.E., Shlyapnikov G.V. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 933 (1998).
136. Dalfovo F., Giorgini S., Pitaevskii L., Stringari S. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 463 (1999).
137. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 736 (2004).
138. Воронцов В.И., Высоцкий В.И. *Квантовая электроника*, **8**, 69 (1974).
139. Norf F., Meistre P., Scully M., Seely J. *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 511 (1975).
140. Solem J.C., Baldwin G.C. *Nuovo Cimento D*, **17**, 1131 (1975).
141. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **35**, 474 (2005).
142. Харкевич А.А. *Спектры и анализ* (М.: ГИТТЛ, 1953).
143. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **36**, 95 (2006).
144. Ставиский Ю.А. *УФН*, **176**, 1283 (2006).
145. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
146. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **36**, 90 (2006).
147. Metcalf H.J., van der Straten P. *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999).
148. Амбарцумян Р.В., Калинин В.П., Летохов В.С. *Письма в ЖЭТФ*, **13**, 305 (1971).
149. Амбарцумян Р.В., Апатин В.М., Летохов В.С. и др. *ЖЭТФ*, **70**, 915 (1976).
150. Letokhov V.S. *Opt. Commun.*, **7**, 59 (1973).
151. Zhu S.-Y. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 46 (1991).
152. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **34**, 1011 (2004).
153. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **36**, 329 (2006).
154. Skorobogatov G.A., Dzevitskii V.E. *Laser Phys.*, **5**, 258 (1995).
155. Hoy G.R. *Proc. II Intern. Conf. "Frontiers of Nonlinear Physics"* (Nizhny Novgorod, 2005, p. 439).
156. Zadernovsky A.A. *Proc. II Intern. Conf. "Frontiers of Nonlinear Physics"* (Nizhny Novgorod, 2005, p. 517).
157. Zadernovsky A.A. *Laser Phys.*, **13**, 184 (2003).
158. Zadernovsky A.A. *Proc. VII AFOSR Workshop "Isomer and Quantum Nucleonics"*, 2005 (Dubna, 2006, p. 27).
159. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **5**, 94 (1978).
160. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **35**, 390 (2005).
161. Collins C.B., Carroll J.J. *Hyperfine Interaction*, **107**, 3 (1997).
162. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **30**, 551 (2000); **30**, 937 (2000); **31**, 549 (2001).
163. Carroll J.J., Karamian S.A., Rivlin L.A., Zadernovsky A.A. *Hyperfine Interactions*, **135**, 3 (2001).
164. Carroll J.J. *Proc. VII AFOSR Workshop "Isomer and Quantum Nucleonics"*, 2005 (Dubna, 2006, p. 15).
165. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **7**, 1074 (1980).