

Л.А.Ривлин.

Выписки из статьи, опубликованной в журнале «Квантовая электроника», 27, №3, июнь 1999г.

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики.

1. Усиление потока гамма-фотонов при стимулированных переходах возбужденных ядер.

Некоторые элементарные оценки основных факторов, управляющих усилением потока гамма-фотонов, можно получить на простой двухуровневой модели среды из ядер с резонансными переходами с энергией $E_0 = E_2 - E_1$ и населенностями верхнего и нижнего уровней n_2 и n_1 . В этой модели коэффициент усиления представляется в стандартном для квантовой электроники виде:

$$g = \sigma_0 [n_2 - n_1 \cdot (2J_2 + 1) / (2J_1 + 1)], \quad (1)$$

где

$$\sigma_0 = (\lambda^2 / 2\pi) \cdot \beta$$

- резонансное сечение перехода; J_2 и J_1 - спины состояний 2 и 1; $\lambda = 2\pi c / \omega$ - длина волны перехода; ω - частота перехода; c - скорость света;

$$\beta = \Gamma_\gamma / h\Delta\omega_{tot} \quad (2)$$

- отношение естественной радиационной ширины Γ_γ перехода 2 — 1 к полной ширине линии испускания $h\Delta\omega_{tot}$, учитывающей все возможные виды однородного и неоднородного уширения.

Нетрудно заметить, что для достижения достаточно большого коэффициента усиления g следует позаботиться об увеличении двух ключевых факторов отношения ширины линий β и степени инверсии населенности, или, точнее, положительной разности концентраций возбужденных и невозбужденных ядер

$$\Delta n = n_2 - n_1 [(2J_2 + 1) / (2J_1 + 1)] \quad (3)$$

Если допустить, что отношение ширины линий $\beta = 1$, а разность концентраций ядер примерно соответствует концентрации разреженного газа ($2 \cdot 10^{14}$ (в четырнадцатой степени) см^{-3}), то для фотонов с энергией $h\omega = 10$ кэВ коэффициент усиления $g = 5 \cdot 10^{-3} \text{см}^{-1}$, что при экспоненциальном усилении дает на одном проходе среды длиной $L = 500$ см вполне ощутимое полное усиление $G = \exp gL = 12.2$.

Совершенно очевидно, что эта сверх оптимистическая оценка полностью покоится на допущении, что $\beta = 1$, в то время, как на самом деле в гамма-диапазоне и без принятия специальных мер отношение β на много порядков меньше единицы, что тотчас же снижает g до абсолютно неприемлемого значения. Так, в случае свободных ядер (газ, атомный или ионный пучок и т. п.) основным источником уширения линии служит хаотическое движение ядродержащих атомов, при котором $h\Delta\omega_{tot} \approx h\Delta\omega_D$ и доплеровская ширина линии испускания

$$h\Delta\omega_D = 2h\Delta\omega \sqrt{21} n_2 (kT / Mc^2) \approx 0.71 E_0 \sqrt{T/A}, \quad (4)$$

где M - масса атома; T - абсолютная температура среды; k - постоянная Больцмана; $E_0 = h\omega$ - энергия перехода; A - число нуклонов в ядре; и в последней формуле E_0 берется в килоэлектронвольтах, T - в кельвинах, а $h\Delta\omega_D$ в миллиэлектронвольтах. Отсюда следует, что, например, при $E_0 = 10$ кэВ, $A = 100$, $\Gamma_\gamma = 4 \cdot 10^{-9}$ (в минус девятой степени) эВ (радиационное время $\tau_\gamma = 1$ мкс) и $T = 80$ К отношение $\beta = 7 \cdot 10^{-7}$ (в минус седьмой степени) и $\Delta\omega_D / 2\pi = 1,5$ ТГц.

Таким образом, при решении проблемы ядерного гамма-лазера, главная задача (наряду с достижением достаточной степени инверсии) состоит в радикальном увеличении отношения ширины линий β , т.е. в уменьшении неоднородного уширения линии испускания.

2. Мессбауэровская версия ядерного гамма-лазера .

Очевидно, что эффект Мессбауэра, и которым $\beta \rightarrow 1$, как способ увеличения отношения β привлек внимание авторов уже самых первых советских и американских предложений ядерного гамма-лазера . В сущности, возможность того, что $\beta \rightarrow 1$, была и остается единственным, но очень важным преимуществом мессбауэровской версии решения проблемы ядерного гамма-лазера, и которой ядра подлежат внедрению и охлажденную

матрицу твердого тела с высокой дебаевской температурой. К сожалению, этот подход встречает значительные трудности и он не привел за последние 35 лет к положительному результату даже на теоретико-концептуальном уровне, несмотря на высокую активность как отечественных, так и зарубежных исследователей, подробные ссылки на работы которых можно найти, например, и монографических обзорах. Одно имя достойно здесь особого упоминания имя Р.В.Хохлова, внесшего огромный вклад и разработку проблемы гамма-лазера, которой он усиленно занимался вплоть до дня своей трагической гибели и 1977 г.

Детальный анализ внутренних противоречий мессбауэровского подхода к проблеме ядерного гамма-лазера представлен и недавнем исчерпывающем обзоре Дж. Болдуина и Дж. Солема, озаглавленном «Гамма-лазеры без отдачи ядер» (“Recoilless gamma-ray lasers”). В этом обзоре, название которого указывает на то, что авторы намеренно ограничили свое рассмотрение именно мессбауэровской версией, эти непримиримые противоречия названы «дилеммой гамма-лазера» (“graser dilemma”). Коротко говоря, она состоит в следующем.

Условия реализации мессбауэровского перехода удается поддерживать для ядерных состояний с не слишком узкой линией и временем жизни, скажем, $\tau \leq 10$ мкс при, соответственно, естественной радиационной ширине $\Gamma \geq 4 \cdot 10^6$ (в минус десятой степени) эВ. Наблюдению эффекта Мессбауэра с более узкими линиями мешают различные возмущающие источники уширения (неоднородность и дефектность кристаллической матрицы, хаотичность ориентации ядерных магнитных моментов, пространственная неоднородность температуры и др., вплоть до гравитационного красного смещения).

Важно также подчеркнуть, что из-за совпадения спектральных положений линий испускания и поглощения концентрация возбужденных ядер должна быть сравнительно высокой: грубо говоря, для получения $\Delta n > 0$ необходимо, чтобы $n_2 > n_1$, т. е. чтобы степень инверсии

$$\Delta n / n = \Delta n / (n_1 + n_2) > 1/2, \quad (5)$$

где n - полная концентрация ядер.

В то же время малое время жизни τ делает почти невероятной возможность заблаговременного накопления возбужденных ядер и количествах, достаточных для образования надпороговой инверсии населенностей. Отсюда следует необходимость накачки ядер, уже находящихся и условиях эффекта Мессбауэра и охлажденной твердотельной матрице. К сожалению, элементарные оценки свидетельствуют о том, что необходимые интенсивности потока накачки того или иного типа (нейтроны, рентгеновские фотоны и др.) приводят, по-видимому, к немедленному нарушению мессбауэровских условий из-за нагрева, повреждения кристаллической структуры и т. п. Несмотря на множество разнообразных предложений, и том числе и весьма изощренных, сегодня едва ли возможно указать, где и как может быть разорван этот замкнутый порочный круг.