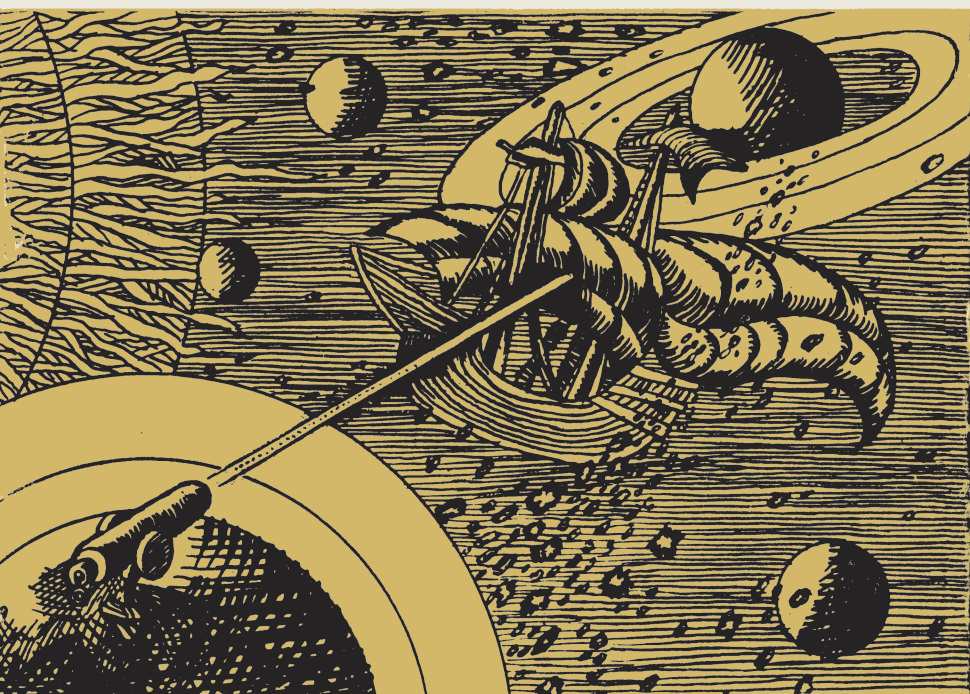


НОВОЕ  
В ЖИЗНИ, НАУКЕ,  
ТЕХНИКЕ

ЗНАНИЕ



1/1978

СЕРИЯ  
ФИЗИКА

Р. Н. Кузьмин  
ГАММА-ЛАЗЕРЫ:  
НОВЫЕ ИДЕИ

---

НОВОЕ  
В ЖИЗНИ, НАУКЕ,  
ТЕХНИКЕ

Серия «Физика»  
№ 1, 1978 г.  
Издается ежемесячно с 1946 г.

---

**Р. Н. Кузьмин,**  
доктор физико-математических наук

## **ГАММА-ЛАЗЕРЫ: НОВЫЕ ИДЕИ**

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЗНАНИЕ»

Москва 1978

**6Ф4  
К89**

**Кузьмин Р. Н.**

**К89**      Гамма-лазеры: новые идеи. М., «Знание», 1978.

64 с. (Новое в жизни, науке, технике. Серия «Физика», 1. Издается ежемесячно с 1946 г.)

В брошюре раскрыты различные подходы к решению проблемы создания гамма-лазеров, уделено внимание сопоставлению различных вариантов лазеров рентгеновского диапазона длин волн.

Брошюра рассчитана на широкие круги читателей, интересующихся достижениями современной физики.

**20403**

**6Ф4**

## Предисловие

Создание лазеров, работающих в диапазоне длин волн порядка молекулярных размеров ( $10^{-8}$  см), представляется одной из наиболее заманчивых задач квантовой электроники. Использование таких лазеров, способных проявлять структуру объектов микромира, может открыть новые широкие возможности в биологии, химии, физике, технике.

Сопоставление путей и возможностей осуществления подобных лазеров на атомных переходах с участием внутренних электронных оболочек (рентгеновские лазеры, или «разеры») и на ядерных переходах с испусканием «мягких» (порядка единиц или десятков килоэлектрон-вольт)  $\gamma$ -квантов ( $\gamma$ -лазеры, или «газеры») показывает, что для длин волн менее  $10^{-7}$  см более реальным является, видимо, осуществление  $\gamma$ -лазеров.

Однако «более реальным» значит еще гораздо меньше, чем просто «реальным». На пути создания  $\gamma$ -лазеров лежит очень много трудностей, и вряд ли можно с достаточной надежностью утверждать сейчас, преодолимы ли эти трудности, и тем более угадать, сколько времени потребуется на их преодоление.

Наибольший вклад в развитие проблемы  $\gamma$ -лазеров внесли советские ученые. Нашим ученым принадлежат первые идеи о том, что создание  $\gamma$ -лазеров должно основываться на использовании эффекта Мёссбауэра, позволяющего осуществить резонансные процессы испускания, поглощения и рассеяния  $\gamma$ -квантов с рекордной добротностью такого резонанса.

Развитие этих идей ознаменовало начало первой волны работ по проблеме  $\gamma$ -лазера (1963—1965 гг.), довольно быстро сменившейся скепсисом и почти полным исчезновением всякого интереса к этой проблеме под влиянием неумолимых фактов чрезвычайно сильного уширения резонансных линий мёссбауэровских уровней со временем жизни более десятков микросекунд.

Новая волна возникла в 1972—1973 гг. Замечатель-

ный советский ученый — академик Р. В. Хохлов, отличавшийся исключительными для нашего времени широтой интересов и кругозором, сочетанием редкостных дарований экспериментатора, теоретика и изобретателя и глубочайшей любовью к науке, положил начало большому новому направлению исследований на грани радиоспектроскопии, физики твердого тела, атомной и ядерной физики, имеющему своей целью искусственное сужение мёссбауэровских спектральных линий и открывающему принципиальные возможности осуществления  $\gamma$ -лазеров на уровнях со временами жизни до  $10^3$  с.

В работах других советских ученых была показана принципиальная возможность использования широких мёссбауэровских линий для осуществления лазеров импульсного действия — на уровнях со временами жизни до десятков миллисекунд — с накачкой таких лазеров путем радиационного захвата нейтронов или других ядерных реакций.

В нашей стране было впервые предложено также лазерное разделение ядер, находящихся на основном и возбужденном изомерном уровнях, важное для достижения необходимого (хотя еще и недостаточного) условия работы всякого лазера — инверсной заселенности уровней. Заметим, что для этой цели представляется перспективным также использование различных магнитных эффектов при рекомбинации радикалов, широко изучавшихся у нас в последние годы.

При всех перечисленных достижениях нельзя, однако, не признать, что второй всплеск идей создания  $\gamma$ -лазеров находится сейчас на спаде. Теперь очередь за экспериментами по искусственному сужению мёссбауэровских линий, за подбором необходимых для импульсной накачки  $\gamma$ -лазеров ядерных переходов и проведением опытов по такой накачке и по разделению изомеров.

Надо надеяться, что брошюра профессора Р. Н. Кузьмина привлечет интерес широких кругов читателей по всем названным вопросам; это особенно существенно как раз по той причине, что задача создания  $\gamma$ -лазеров может быть решена только путем объединения усилий специалистов самых различных областей науки и техники.

*Член-корреспондент АН СССР  
В. И. Гольданский*

## Введение

В период бурного научно-технического прогресса, обусловленного в первую очередь революционными открытиями физики XX века, появляются такие задачи и проблемы, которые требуют привлечения знаний из различных областей науки. Это не случайно. Развитие науки и техники идет путем взаимодействия и взаимного обогащения пограничных областей. Примеров этому много. Взять хотя бы квантовую электронику. Начало развития квантовой электроники было положено трудами советских ученых, лауреатов Ленинской премии академиков Н. Г. Басова и А. М. Прохорова, которые вместе с американцем Ч. Таунсом были удостоены Нобелевской премии за создание первых квантовых генераторов сантиметрового диапазона (молекулярные генераторы). Дальнейшим выдающимся успехом квантовой электроники явилось создание оптических квантовых генераторов, усилителей и преобразователей частоты — лазеров.

Развитие квантовой электроники происходило при тесном взаимодействии с радиотехникой, оптикой, физикой твердого тела, химией и другими науками. Чуть более десятка лет назад слово «лазер» было понятно только специалистам. Теперь лазер работает в промышленности, медицине, космосе; о нем знают школьники и домохозяйки, и только отдавая дань традиции, скажем, что лазер — это термин, происхождением своим обязанный первым буквам английского словосочетания: «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation», которое означает «усиление света с помощью вынужденного излучения». В отечественной литературе часто используется термин «оптический квантовый генератор» — ОКГ. Терминологически легко перейти от оптического

диапазона длин волн к рентгеновскому, достаточно заменить свет на рентгеновские или  $\gamma$ -лучи, тогда наименование генератора излучения в рентгеновском диапазоне будет: разер (РКГ) или газер (ГКГ). А вот как практически разрешить этот вопрос? Можно ли создать лазер с когерентным жестким электромагнитным излучением? Примеры уже решенных труднейших физикотехнических задач подсказывают нам ответ: возможно. И не раз уже бывало так, что фантазия физиков-теоретиков ничуть не менее бурная, чем фантазия писателя, реализовывалась на практике.

Поэтому нет ничего удивительного в том, что проблема создания лазеров в рентгеновском диапазоне длин волн вышла на трибуну научных конференций, заняла соответствующие рубрики журналов. Наиболее показательной в этом отношении явилась VII Всесоюзная конференция по когерентной и нелинейной оптике, которая состоялась в Ташкенте в 1974 г. Там среди традиционных секций появилась новая: секция лазеров ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов. Во время дискуссии, проведенной в рамках этой секции, были поставлены следующие вопросы: будет ли существовать преимущество обычных лазеров с рентгеновскими? В какие сроки следует ожидать появления лазеров в новой области длин волн? А вопрос о возможных применениях лазеров рентгеновского диапазона, естественно, подогревался самым бурным воображением.

Понятно, что постановка этих вопросов могла опираться только на предыдущий опыт, физические и математические модели и, конечно, на здравый смысл, что само по себе уже неплохо. Многие сошлись на том, что для длин волн до  $10 \text{ \AA}$  наиболее вероятной моделью является создание рентгеновского лазера на многозарядных ионах с накачкой излучением мощного оптического лазера, тогда как для волн с длиной менее одного ангстрема более вероятным является использование ядерных  $\gamma$ -переходов и эффекта Мёссбауэра. Таким образом, предопределялось, что лазер займет наиболее жесткую часть электромагнитного спектра. Реальные сроки создания лазеров нового типа назывались различными: для достижения  $100 \text{ \AA}$  — 5 лет, для  $1 \text{ \AA}$  — до четверти века.

Особенно последний прогноз — продолжительностью в 25 лет показывает затяжное развитие событий и ста-

вит проблему создания  $\gamma$ -лазера в число наиболее трудных физико-технических задач, подобных проблемам высокотемпературной сверхпроводимости и управляемого термоядерного синтеза. Для указанных направлений характерно прежде всего соединение усилий ученых различных профессий: физиков, химиков, металлургов, инженеров.

Интересно, что задачи, выдвигаемые современным уровнем производства, весьма аналогичны тем, которые ставятся при создании  $\gamma$ -лазера. С другой стороны, несомненно, что требования к материалам, предъявляемые при создании  $\gamma$ -лазера, будут стимулировать совершенствование технологических процессов, получение сверхчистых материалов, создание новых методов исследования и контроля, что будет являться надежным стимулом научно-технического прогресса не только в этой узкой, казалось бы, чисто научной, области.

Созданию  $\gamma$ -лазера посвящено несколько обзорных и научно-популярных статей, которые в различной мере с различной полнотой охватывают проблему.

Более 100 научных статей опубликовано по этой и около этой проблемы за пятилетний срок. Стимулирующим началом, вызвавшим новый интерес к проблеме  $\gamma$ -лазера, послужили работы советских ученых: лауреата Ленинской премии академика Р. В. Хохлова, члена-корреспондента АН СССР В. И. Гольданского и Ю. М. Кагана, опубликованные в 1972—1973 гг. В развитии исследований по  $\gamma$ -лазеру особенно велика заслуга Рема Викторовича Хохлова, поэтому памятью трагически погибшему в августе 1977 г. академику Хохлову будет служить неутомимая деятельность его коллег и соратников по продвижению его дела. Талантливый ученый, Р. В. Хохлов был инициатором многих работ по  $\gamma$ -лазеру. Он предвидел, что следующим рубежом, который предстоит штурмовать, будет именно этот.

Р. В. Хохлов был не только выдающимся физиком, он был членом Центральной ревизионной комиссии КПСС, депутатом Верховного Совета СССР, ректором Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, исполняющим обязанности вице-президента Академии наук СССР.

Р. В. Хохлов являлся активным членом общества «Знание», часто выступал перед молодежью, любил ее, звал на новые свершения в науке. К сожалению, из-за



огромной занятости он не писал научно-популярных статей. Однако его научные статьи были понятны не только академикам: он заботился о четкости языка, ясности идеи, ее реальном проведении в жизнь.

В конце брошюры приводится полный текст его статьи по  $\gamma$ -лазеру на долгоживущих изомерах, которая послужила стимулом для выхода многих других работ. Статья опубликована в самом физическом журнале «Письма в ЖЭТФ», проста и понятна и может служить образцом ясного физического мышления.

Научно-популярная брошюра не может дать всеобъемлющего представления о проблеме  $\gamma$ -лазера, но, возможно, она поможет лучше ориентироваться в этой области тем, кто еще стоит перед выбором цели.

Автор весьма признателен В. И. Гольданскому за написание предисловия, прочтение рукописи и ценные замечания, которые были весьма полезны для улучшения содержания брошюры.

## I. Общие черты лазеров

Создание любого лазера происходило с использованием тех основных физических принципов, на которых базировались первые модели и конструкции лазеров, а до этого, в значительной мере, и мазеров. Вплоть до рентгеновского диапазона эти принципы оставались практически неизменными. Можно полагать, что они останутся без существенных изменений, по крайней мере до длин волн, больших  $10^{-10}$  см. Этому утверждению служит некоторым основанием то, что все предложенные теоретические модели рентгеновских или  $\gamma$ -лазеров использовали физические принципы, надежно работающие в оптическом диапазоне.

Рассмотрим, как происходит усиление электромагнитного излучения при его взаимодействии с квантовой системой, не уточняя понятия самой квантовой системы, под которой можно подразумевать и молекулы, и атомы, и, наконец, ядра. Такая система, как известно из квантовой механики, может иметь ряд дискретных значений энергии  $E_i$  или энергетических уровней. Число частиц  $N_i$  на уровнях энергий называют населенностями. Самый нижний уровень энергии  $E_0$ , при котором система обладает наименьшей энергией, называется основным,

остальные — возбужденными. Простейшая система имеет два энергетических уровня. При взаимодействии с внешним электромагнитным полем возникает отклик квантовой системы, когда выполнено условие резонанса:  $E_0 = \hbar \nu_0 = \hbar \omega_0 = E_2 - E_1$ , где  $\omega_0$  — частота перехода между уровнями системы с энергиями  $E_1$  и  $E_2$ . Излучение (переход  $2 \rightarrow 1$ ) и поглощение (переход  $1 \rightarrow 2$ ) электромагнитной энергии происходят отдельными порциями энергии — квантами или фотонами. При поглощении фотона  $\hbar \omega$  энергия системы увеличивается, а система возбуждается; при обратном переходе происходит излучение фотона — энергия системы уменьшается. Длина волны излучения  $\lambda$  связана с частотой  $\nu$  простым соотношением  $\lambda \nu = c$ , где  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/с — скорость света в вакууме.

Энергетические уровни не бесконечно узки, а имеют конечную ширину, поэтому ширина перехода равна сумме парциальных ширин отдельных уровней. Нахождение квантовой системы в возбужденном состоянии характеризуется средним временем жизни возбужденного состояния  $\tau$ . Из теории излучения следует простое выражение для спектральной плотности интенсивности излучения.

$$I(E) = I_0 \frac{(\Gamma_0/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma_0/2)^2},$$

где  $I_0$  — значение интенсивности в максимуме кривой  $I(E)$  при  $E = E_0$ . Эта формула описывает форму спектральной линии и носит название кривой Лоренца. Ширина линии  $\Gamma_0$  на  $I_0/2$ , равная  $\Delta E = \Gamma_0 = \hbar/\tau$ , называется естественной шириной линии и определяется из соотношения неопределенности. Чем больше время жизни  $\tau$ , тем уже линия испускания. Отношение  $\Delta E/E = \Gamma_0/E_0$  определяет степень монохроматичности излучения или остроту резонанса.

Всякое возбужденное состояние квантовой системы неустойчиво; поэтому существует вероятность для каждого из таких состояний переходить в низшее, с меньшей энергией, самопроизвольно, испуская квант электромагнитного излучения. Акты самопроизвольного, спонтанного излучения происходят случайно, кванты испускаются хаотически, нерегулярно и во времени и в пространстве, поэтому излучение будет равномерно распре-

делено по всем направлениям и по всем поляризациям электромагнитного поля волн.

Если с возбужденной квантовой системой взаимодействуют кванты резонансной частоты, то система может отдать свою избыточную энергию так, что новые кванты будут во всех отношениях неразличимы с квантами, падающими на систему извне. Происходит процесс индуцированного излучения квантов той же энергии и поляризации, летящих в направлении первичных квантов. Фаза электромагнитных волн, возникающих при индуцированных переходах, строго согласована с фазой внешних волн. Поток излучения отличается от первичного только возросшей интенсивностью. Явление индуцированного испускания было предсказано в 1917 г. А. Эйнштейном. Он показал, что вероятность перехода с возбужденного уровня 2 на нижний уровень 1 в присутствии поля излучения со спектральной плотностью энергии  $\rho$  складывается из двух вероятностей. Одна отвечает процессу индуцированного испускания, обусловленному взаимодействием внешнего электромагнитного поля с квантовой системой:  $B_{21}\rho$ . Вторая — это вероятность спонтанного перехода в энергетически более устойчивое состояние, которая определяется через  $\Gamma_0$ . Следовательно, полная вероятность перехода  $P_{21} = B_{21}\rho + \Gamma_0$  отличается от нуля даже в отсутствии поля.

Чтобы перевести квантовую систему из нижнего состояния в верхнее, необходимо затратить энергию. Вероятность этого перехода  $P_{12}$  пропорциональна спектральной плотности энергии поля:  $P_{12} = B_{12}\rho$ .

Если через  $N_2$  и  $N_1$  обозначить плотности частиц, находящихся на верхнем и нижнем уровнях, то при наступлении термодинамического равновесия число переходов вверх и вниз равно друг другу:  $N_2 P_{21} = N_1 P_{12}$ . Распределение частиц по уровням энергии находится в соответствии с законом статистического распределения:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp[-(E_2 - E_1)/kT],$$

где  $T$  — температура в градусах Кельвина,  $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$  — постоянная Больцмана.

Кратности вырождения состояний, или статистические веса, обозначены через  $g_1$  и  $g_2$ . При отсутствии вырождения  $g_1 = g_2 = 1$ .

При прохождении через среду электромагнитной вол-

ны интенсивности  $I$  будет происходить ее изменение, которое связано с двумя факторами: резонансным поглощением, пропорциональным  $N_1 P_{12} I$ , и усилением, которое появляется за счет энергии, запасенной на верхнем уровне  $N_2 P_{21}'$  ( $P_{21}'$  — вероятность вынужденного перехода). Если квантовая среда усиливающая, то интенсивность электромагнитного излучения в такой среде нарастает по экспоненциальному закону  $I = I_0 \exp(Kl)$ , где  $l$  — протяженность среды,  $K$  — коэффициент усиления, частотная зависимость которого совпадает с функцией формы спектральной линии. Максимальное его значение равно:  $K = \sigma (N_2 - N_1)$ , где  $\sigma = \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{1}{\Gamma\tau}$  — сечение

резонансного поглощения,  $\Gamma$  — ширина спектрального перехода с учетом возмущений ( $\Gamma \geq \Gamma_0$ ). Таким образом, условие экспоненциального роста интенсивности обеспечивается за счет большей населенности верхнего уровня ( $N_2 > N_1$ ). Так как такая среда отличается от среды, находящейся при термодинамическом равновесии ( $N_2 < N_1$ ), то ее называют средой с инверсией населенностей. Такая среда становится активной и проявляет способность усиливать волны резонансной частоты. Впервые на возможность создания инверсии населенностей указал советский физик В. А. Фабрикант.

В настоящее время существуют различные способы создания инверсной населенности, одним из которых является метод накачки верхнего уровня за счет мощного вспомогательного электромагнитного, электронного или другого излучения. Эффективность накачки особенно высока при использовании трех и более уровней. В реальных веществах имеется достаточно причин, приводящих к ослаблению интенсивности проходящей волны в активной среде: фотопоглощение, рассеяние и т. д. В результате появляется нерезонансный коэффициент поглощения  $\mu$ , и условие квантового усиления требует, чтобы  $K > \mu$ . Если имеется столбик активного вещества, т. е. вещества, частицы которого находятся в верхнем возбужденном состоянии, длиной  $l$ , то через торец столбика будет выходить излучение с интенсивностью:

$$I = I_0 \exp[(K - \mu)l - 1]/(K - \mu)l, \quad (*)$$

характеризующей однопроходовой режим. Здесь  $I_0$  — интенсивность спонтанного излучения тонкого столбика.

Однопроходовой режим обладает очевидным недо-

статком: значительная часть излучения теряется, выходя из столбика помимо торца. Поэтому был изобретен принцип возвращения излучения обратно в активное вещество — принцип положительной обратной связи. В оптическом, инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах эту роль играет система плоских параллельных зеркал — открытый резонатор. Простейшая такая система имеет два зеркала, параллельных плоскостям торцов столбика. Одно из зеркал является полупрозрачным и служит для выпуска лазерного излучения из такого устройства.

Лазерное излучение обладает высокой степенью когерентности. Когерентность — это такое свойство волновых полей, которое определяет возможность наблюдения интерференционной картины, получающейся в результате сложения световых потоков, идущих от разных или одного источников. Явление интерференции, или сложения волн, хорошо известно, и мы не будем останавливаться на нем. Количественно когерентность можно характеризовать длиной когерентности, которая представляет предельную разность путей разделенного луча, при которой еще наблюдается интерференция в плоскости его сведения.

Рентгеновские и  $\gamma$ -лучи занимают высокочастотную часть электромагнитного спектра  $\omega > 10^{15}$  Гц. Длина волны в 1 Å, принятая за нестандартную единицу измерения длин волн, близка к характеристическому рентгеновскому излучению  $K_{\alpha}$ -линии серебра ( $\lambda = 0,89$  Å). Длина волн излучения большинства ядерных  $\gamma$ -переходов еще короче.

Гамма-излучение, являясь электромагнитными волнами очень большой частоты, по существу ничем не отличается от других диапазонов. Электромагнитная  $\gamma$ -волна представляет собой колебания векторов электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей. Оба вектора взаимно ортогональны и перпендикулярны к направлению распространения электромагнитной волны, имеют гармонический закон изменения амплитуды по времени и в пространстве. Векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  могут вращаться по направлению распространения импульса  $\gamma$ -кванта. Они могут иметь левое или правое вращение, что определяет их поляризацию.

Когерентные свойства света стали интенсивно изу-

чатся с момента появления лазеров. В низкочастотной области спектра расположились мазеры, оптика принадлежит лазерам, а вот высокочастотная область спектра, начиная с жесткого ультрафиолета, заполняется когерентными источниками света очень медленно. Появление лазеров в рентгеновской, а тем более в  $\gamma$ -области спектра может рассматриваться как своего рода принципиально новый скачок, успех в создании когерентных источников в жесткой части электромагнитного спектра.

Идея заняться когерентным рентгеновским излучением не нова. Интересно поэтому привести цитату из Нобелевской лекции лауреата Ленинской премии академика А. М. Прохорова: «После освоения оптического диапазона стали думать об освоении рентгеновского диапазона. Здесь возникают те же трудности, что были и для оптического диапазона длин волн. Нужно предложить новые типы резонаторов, а также указать на системы, с помощью которых можно получить отрицательное поглощение. Мы тоже пытались подойти к этой задаче, но здесь встретились большие трудности. Действительно, в рентгеновской области время жизни на возбужденных уровнях мало, и можно считать, что ширина линии определяется только временем жизни. Тогда коэффициент поглощения может быть записан в очень простом виде:

$$\alpha = \frac{\lambda^2}{4\pi} (N_1 - N_2),$$

где  $\lambda$  — длина волны, а  $N_1$  и  $N_2$  — плотность числа частиц на нижнем и верхнем уровнях соответственно. Из этой формулы видно, что коэффициент поглощения быстро падает с уменьшением длины волны. Это крайне неприятное обстоятельство. Действительно, для работы генератора величина  $\alpha$  должна быть порядка одного обратного сантиметра. Если  $\lambda = 1 \text{ \AA}$ , то плотность числа частиц на верхнем уровне должна быть не менее  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Время жизни на верхнем уровне  $10^{-16} \text{ с}$ . Следовательно, мы должны забрасывать за одну секунду  $10^{33}$  частиц/см<sup>3</sup>. Для такой задачи имеются значительные экспериментальные трудности. Однако и без создания квантовых генераторов в рентгеновской области успехи квантовой электроники огромны». («Успехи физических наук», 85, № 4, 602, 1965). Комментарии излишни. Здесь дана не только общая картина, но и поня-

ты трудности исследований в рентгеновском диапазоне длин волн, подчеркнута важность проблемы.

Подведем некий итог. В любом лазере используется явление индуцированного излучения среды, которое создается за счет постоянно поддерживаемой инверсной населенности уровней с помощью накачки от внешнего источника излучения и, наконец, имеется наличие глубокой положительной обратной связи, которая обеспечивает генерацию колебаний. Эти три элемента лежат в основе любой конструкции лазеров. Естественно, что в моделях лазеров рентгеновского диапазона длин волн исследователи хотели бы сохранить эти элементы. Первая трудность, с которой пока не научились бороться, — это отсутствие в рентгеновском и  $\gamma$ -диапазонах излучения реальных действующих резонаторов.

## 2. Гамма-резонансная флуоресценция

В  $\gamma$ -лазере рабочими уровнями будут электромагнитные переходы между различными энергетическими уровнями радиоактивных ядер. Ядро при переходе из верхних энергетических состояний в нижние испускает  $\gamma$ -кванты. Это явление — испускание  $\gamma$ -квантов возбужденными ядрами — называется  $\gamma$ -распадом ядер. Если распад происходит в несколько ступеней, то говорят о каскаде  $\gamma$ -переходов.

Обычно время жизни возбужденного состояния ядра мало,  $\tau < 10^{-13}$  с. Однако существуют такие возбужденные состояния, когда  $\tau$  ощутимо и даже велико: секунды, часы, годы и даже тысячелетия. Ядро, имеющее метастабильный уровень, называется изомером. Время жизни низколежащих ядерных уровней с энергией перехода  $E < 200$  кэВ гораздо больше характерных времен жизни атомарных процессов, как времени высвечивания рентгеновского кванта, так и колебаний атомов в решетке. Используя соотношение  $l_c = \tau c$ , где  $l_c$  — длина когерентности, можно установить, что для характерных времен жизни  $\tau \sim 10^{-7} - 10^{-8}$  с  $l_c = 10^3 - 10^2$  см, т. е. ничуть не хуже, чем у самых лучших оптических лазеров!

Не всегда разрядка возбужденного ядра происходит при передаче энергии  $\gamma$ -кванту. Энергия может пере-

даться одному из электронов и выбить его из атома. Вылетевший электрон называется электроном конверсии, а процесс — внутренней конверсией. Конверсионные электроны имеют дискретный спектр энергий.

Возбуждение ядра в принципе может осуществляться не только ядерными частицами, нейтронами, протонами, но и  $\gamma$ -квантами. Как уже указывалось, атомы как квантовая система с большой вероятностью поглощают свет такой частоты, которая соответствует разности энергий между атомными уровнями. После поглощения кванта света атом переходит в возбужденное состояние, а затем переизлучает фотон той же самой частоты. Вероятность резонансного поглощения максимальна, когда излучающими и поглощающими атомами являются атомы одного и того же вещества. Следовательно, для наблюдения явления резонанса необходимо, чтобы частота поглощаемого фотона  $\omega$  в точности равнялась резонансной частоте поглощающей системы  $\omega_0$ . Например, если желтую линию света с  $\lambda = 5889,6 \text{ \AA}$ , испускаемого возбужденными атомами натрия, направить на пары натрия, то происходит интенсивное поглощение света атомами натрия, которые, в свою очередь, будут излучать свет той же длины волны. Это явление носит название атомной резонансной флуоресценции. Она хорошо изучена для оптического диапазона длин волн. Атомная резонансная флуоресценция была предсказана Дж. Релеем и экспериментально открыта в 1904 г. Р. Вудом.

С наблюдением ядерной резонансной флуоресценции  $\gamma$ -излучения дело оказалось намного сложнее: удачных экспериментов долго не было. Со временем стало ясно, что причиной неудачи является слишком большая энергия  $\gamma$ -квантов. Действительно,  $\gamma$ -квант, испущенный при переходе  $A^* \rightarrow A$  покоящимся свободным ядром массы  $M$ , имеет энергию излучения меньше энергии возбужденного состояния  $E_0$ , так как часть энергии  $\gamma$ -кванта передается ядру в виде энергии отдачи. Законы сохранения энергии и количества движения позволяют оценить это смещение по энергии  $\Delta E = E^2/2 Mc^2$ . Такую же энергию отдачи  $\gamma$ -квант должен передать свободному покоящемуся ядру при резонансном поглощении, поэтому линия поглощения смещена в сторону больших энергий на величину  $\Delta E$ . Линии испускания и поглощения должны быть смещены относительно друг друга на энер-



гию  $2\Delta E$ . Для энергий  $\gamma$ -переходов больше 10 кэВ величина энергии отдачи порядка  $\sim 10^{-3}—10^{-2}$  эВ, что намного больше естественной ширины уровня  $\Gamma_0 \sim 10^{-6}—10^{-9}$  эВ (для наиболее распространенных ядер). В результате энергия испущенного  $\gamma$ -кванта отличается от энергии поглощения, а вероятность резонансного возбуждения значительно падает, особенно для системы свободных ядер, например, атомной системы в газообразном состоянии. Роль явления отдачи впервые отмечена советскими физиками И. Я. Баритом и М. И. Подгорецким в 1946 г.

Явление ядерной резонансной флуоресценции наблюдали двумя методами: возбуждая  $\gamma$ -переходы  $\gamma$ -излучением тех же, но радиоактивных ядер и тормозным или непрерывным спектром излучения.

Сдвиг энергии  $E$  на величину  $2\Delta E$  можно компенсировать движением или источника, или поглотителя, т. е. используя эффект Доплера. Тогда  $\Delta E = \frac{v}{c} E_0$ , а для типичных значений  $\Delta E \sim 10^{-2}$  эВ и  $E \sim 10$  кэВ имеем  $v \sim 6 \cdot 10^4$  см/с. Именно используя вращение радиоактивного  $\gamma$ -источника относительно поглотителя, Мун в 1951 г. обнаружил  $\gamma$ -резонансную флуоресценцию для ядер  $^{198}\text{Hg}$  с  $E_0 = 411$  кэВ. Для этого ему пришлось вооружиться ультрацентрифугой, чтобы получить необходимую скорость  $10^4—10^5$  см/с.

Перекрытия линий поглощения и испускания можно достигнуть за счет искусственного создания уширения линий нагреванием вещества. Этим методом в 1952 г. Мальмфорс на том же изотопе наблюдал явление ядерной  $\gamma$ -резонансной флуоресценции. Имеются предложения по возбуждению ядерных уровней низких энергий с помощью характеристического рентгеновского и синхротронного излучений, которые могут оказаться более эффективными, чем тормозное излучение.

### 3. Эффект Мёссбауэра

Явление ядерной резонансной флуоресценции удалось не только наблюдать, но использовать в физических экспериментах после открытия Р. Мёссбауэра.

Под эффектом Мёссбауэра понимают испускание, поглощение или рассеяние резонансных  $\gamma$ -квантов атом-

ными ядрами без потери части энергии на отдачу ядра. Высокомонохроматическая  $\gamma$ -линия Мёссбауэра в спектрах испускания или поглощения (рассеяния) имеет энергетическую ширину  $\Gamma$ , которая близка к естественной ширине ядерного  $\gamma$ -перехода. Ширина линии тем уже, чем больше  $\tau$ . Отметим это обстоятельство. По временам жизни  $\tau$  мёссбауэровские ядра можно условно разделить на три группы: короткоживущих состояний  $10^{-9}$ — $10^{-2}$  с, среднеживущих  $\sim 10^{-2}$ — $10^2$  с и долгоживущих изомерных состояний  $> 10^2$  с. Обычные мёссбауэровские ядра имеют сравнительно широкие линии и по такой классификации принадлежат к короткоживущим изомерам.

Причиной появления несмещенной линии в спектрах испускания или поглощения линии естественной ширины является то, что согласно закону сохранения энергии и импульса импульс отдачи и энергия в кристаллической решетке передаются не отдельному ядру, а кристаллу как целому. Энергия отдачи теперь принимается всем кристаллом, масса которого стремится к бесконечности по сравнению с массой отдельного ядра, и тогда  $\Delta E \rightarrow 0$ . Если источник и поглотитель эквивалентны в химическом и физическом отношении, то энергия испущенного  $\gamma$ -кванта оказывается равной энергии поглощенного.

Этому равенству мешает много причин, некоторые мы обсудим позднее, в связи с рассмотрением  $\gamma$ -лазера. Сейчас укажем на то, что кванты колебаний решетки, которые не исчезают и при нулевых температурах, могут изменить величину энергии испущенного или поглощенного кванта на энергию фонона. В сильно «шумящем» твердом теле, находящемся при высокой температуре, фононов много и интенсивность безфононной линии Мёссбауэра стремится к нулю, а интенсивность фононного крыла растет. При понижении температуры, наоборот, интенсивность мёссбауэровской линии стремится к максимуму. Вероятность возбуждения фонона зависит также от энергии перехода, поэтому вероятность испускания  $\gamma$ -кванта и его поглощения без отдачи будет тем меньше единицы, чем выше энергия перехода.

Для кубического одноатомного кристалла вероятность эффекта Мёссбауэра определяется как  $f = \exp\left(-\frac{\langle x^2 \rangle}{\lambda^2}\right)$ , где  $x$  — среднеквадратичное смещение

ядра в решетке по направлению испускания  $\gamma$ -кванта.

Для того чтобы определить экспериментальную форму кривой поглощения, необходимо промерить ее с помощью точно известной кривой испускания. Модуляция (изменение) энергии  $\gamma$ -квантов основана на использовании эффекта Доплера. Для типичных ширин линий

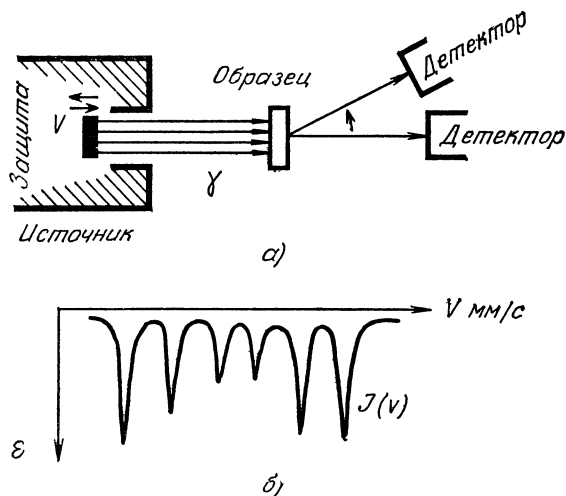


Рис. 1. Принципиальная схема исследования эффекта Мёссбауэра (а) и мёссбауэровский спектр  $\alpha$ -Fe (б)

$\Gamma = 10^{-7} - 10^{-8}$  эВ можно оценить необходимое значение скорости движения  $v$ , используя формулу  $\Delta E = E_\gamma v/c$ . Для наиболее известного мёссбауэровского изотопа  $^{57}\text{Fe}$  ( $^{57}\text{Co}$ ) значение  $v \sim 0,1$  мм/с, что уже вполне приемлемо и не требует использования ультрацентрифуги для наблюдения резонансной кривой.

Принципиальная схема исследования эффекта Мёссбауэра приведена на рис. 1, а. Источник резонансных  $\gamma$ -лучей, поглотитель и детектор в наиболее распространенном варианте исследования эффекта Мёссбауэра расположены на одной прямой. Для изучения зависимости от энергии интенсивности прошедшего через поглотитель  $\gamma$ -излучения источник или поглотитель приводятся в движение относительно друг друга. Детектор при этом регистрирует те изменения в спектре излучения, которые модулируются изменением скорости источника или

поглотителя. Получается так называемый мёссбауэровский спектр  $I(E)$ , или, иначе,  $I(v)$ , где  $E$  — энергия  $\gamma$ -квантов,  $v$  — скорость. Если при известном  $\gamma$ -источнике исследуется спектр поглотителя, то получается абсорбционный спектр, или спектр поглощения. Если, наоборот, исследуется источник при известном поглотителе, то получается эмиссионный спектр, или спектр испускания мёссбауэровского источника.

Стоит только детектор, регистрирующий  $\gamma$ -излучение, поставить не на одной линии с источником, как появляется возможность исследовать спектры рассеяния. Теперь, если детектор поставить так, чтобы он узкой щелью вырезал рассеянное объектом мёссбауэровское излучение, то при выполнении условий дифракции можно наблюдать дифракционные мёссбауэровские спектры. В мёссбауэровской дифракции наблюдаются новые явления и эффекты, которые отсутствуют в рассеянии рентгеновских лучей. Остановимся на некоторых из них, так как они имеют важное значение для создания  $\gamma$ -лазеров.

При взаимодействии  $\gamma$ -квантов с кристаллами возможны два основных канала рассеяния: электронный и ядерный, поэтому амплитуда рассеяния состоит из двух слагаемых:

$$f = f_R + f_N,$$

причем  $f_R$  эквивалентна амплитуде обычного рентгеновского рассеяния, а  $f_N$  — амплитуда резонансного процесса. Поскольку процесс резонансного упругого когерентного рассеяния идет в две стадии: поглощение и испускание  $\gamma$ -кванта, то сечение рассеяния зависит от произведения вероятностей этих процессов, а также от изменения энергии в связи с приближением или удалением от резонанса.

При наличии внутрикристаллических полей на ядрах магнитных, электрических или комбинированных появляется зависимость амплитуды мёссбауэровского резонансного рассеяния  $f_N$  от ориентации спина ядра или градиента электрического поля в решетке. Следствием является перераспределение дифрагировавшего излучения в кристалле. При этом могут появиться чисто ядерные магнитные (сверхструктурные) или электрические (квадрупольные) максимумы. Вклад в этих направлениях электронного рассеяния практически равен нулю.

Другой эффект связан с возникновением особого коллективного состояния и заключается в подавлении каналов неупругого рассеяния (эффект подавления, или эффект Афанасьева — Кагана). Эти два эффекта могут служить основой для организации коллимированных пучков  $\gamma$ -квантов в совершенных кристаллах.

Однако сейчас нам надлежит вернуться к традиционной схеме, наиболее распространенному варианту исследования эффекта Мёссбауэра — спектру поглощения. На рис. 1, б приведен мёссбауэровский спектр  $\alpha$ -железа ( $^{57}\text{Fe}$ ), источником являлся материнский изотоп  $^{57}\text{Co}$  в диамагнитной матрице, дающей нерасщепленный эмиссионный спектр. Известно, что железо — магнитный материал, поэтому на ядра  $^{57}\text{Fe}$  действует эффективное магнитное поле. Для изотопа  $^{57}\text{Fe}$  имеется шесть линий в спектре поглощения, так как в соответствии с правилом отбора или числом разрешенных переходов  $\Delta m = 0, \pm 1$  ядерных спинов в возбужденном ( $I_1 = 3/2$ ) и основном ( $I_0 = 1/2$ ) состояниях ядра  $^{57}\text{Fe}$  возможно шесть переходов, поэтому в мёссбауэровском спектре железа присутствуют шесть линий, каждой из которых отвечает свой резонанс.

При вырождении уровней происходит значительное упрощение спектра, спектр для парамагнитной системы имеет уже одну линию. Этот пример показывает также, какое важное значение для формы мёссбауэровского спектра имеют его свойства, в данном примере магнитные. Так как ядра со спином  $I$ , большим  $1/2$ , обладают квадрупольным моментом  $Q$ , то при наличии градиента электрического поля в кристаллической решетке  $eq_z$  спектр расщепляется на две линии для  $^{57}\text{Fe}$ , отвечающих этому взаимодействию. Возможно комбинирование электрического и магнитного взаимодействия спинов ядер с внутрикристаллическими полями. Тогда форма мёссбауэровского спектра определяется направлениями магнитных и электрических полей в кристаллах и волновым вектором  $\gamma$ -излучения, а в конечном счете, магнитной, электрической и атомной структурами вещества. На ширину линии оказывает влияние строение твердого тела и химическое, и физическое. Поэтому была сразу понята одна из главных возможностей эффекта Мёссбауэра: относительно высокое энергетическое разрешение, определяемое как отношение ширины линии резо-

нанса к его энергии перехода, то есть  $\Gamma/E$ . Для мёссбауэровского изотопа  $^{57}\text{Fe}$  это отношение  $\sim 10^{-13}$ .

Часто в качестве иллюстрации значимости этого факта приводится опыт по «взвешиванию фотонов», осуществленный в 1960 г. Р. Паундом и Г. Ребкой в США. Последуем и мы этой традиции. Схема опыта показана на рис. 2. Мёссбауэровский источник  $\gamma$ -квантов  $^{57}\text{Co}$  находился на вершине башни высотой  $h$ , а поглотитель, содержащий ядра  $^{57}\text{Fe}$ , — у основания башни. Известно, что при падении тела массы  $m$  с высоты  $h$  потенциальная энергия тела,

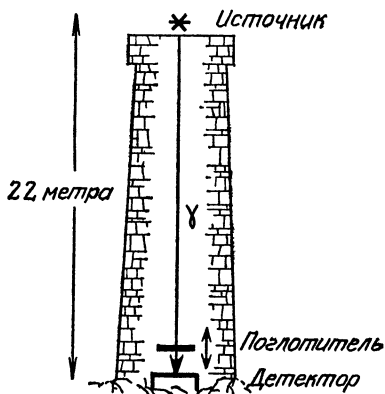


Рис. 2. Схема опыта Паунда и Ребки.

равная  $mgh$ , переходит в кинетическую. Тогда отношение этой избыточной энергии к полной энергии тела, равной, согласно Эйнштейну,  $mc^2$ , будет:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{mgh}{mc^2} = \frac{gh}{c^2}.$$

Видно, что это отношение не зависит от массы покоя и согласно теории относительности должно быть справедливо для  $\gamma$ -квантов, не имеющих массы покоя.

Высота башни была около 20 м. Поэтому при падении с такой высоты  $\gamma$ -квант тяжелеет, а его энергия или частота изменялась от первоначальной на  $2 \cdot 10^{-15} \text{ в/с}$ . В результате условие резонанса  $\omega = \omega_0$  нарушалось, и чтобы его восстановить, требовалось двигать источник вверх со скоростью  $2 \cdot 10^{-15} \text{ в/с} = 0,6 \text{ мк/с}$ . Таким образом, опыты по эффекту Мёссбауэра позволили подтвердить предсказания Эйнштейна и ускорить опыт «взвешивания» квантов электромагнитного излучения, который планировался с помощью искусственных спутников Земли и квантовых генераторов радиоволн — мазеров. Так впервые  $\gamma$ -излучение вступило в конкуренцию с точнейшими инструментами века — мазерами и лазерами.

Если мёссбауэровские ядра находятся в различном

химическом окружении, то между центрами тяжести мёссбауэровских спектров появляется энергетический сдвиг. Этот сдвиг принято называть изомерным, или, иначе, химическим; последним подчеркивается химическая природа изменения электронной плотности  $\rho(\vec{r}) = |\Psi(0)|^2$  вблизи ядра. Наибольший вклад в  $|\Psi(0)|^2$  дают электроны, принадлежащие *s*-оболочке атома. Главным для нас сейчас является то, что положения энергетических уровней ядер чувствительны к изменению их окружения. Остановимся пока вкратце на оценке уширения линии.

Если уширение  $\Delta < \Gamma$ , то говорят об однородном уширении,  $\Delta > \Gamma$  — о неоднородном, в случае  $\Delta \simeq \Gamma$  — о промежуточном. Вызывают неоднородное уширение дислокации и точечные дефекты, случайные электрические поля, отсутствие порядка в расположении атомов и т. д.

## 4. Долгоживущие изомеры

Проблема создания  $\gamma$ -лазера выдвинулась в ряд важнейших проблем физики незамедлительно после открытия Р. Мёссбауэром эффекта, получившего его имя. Первым физиком, заявившим о возможности создания  $\gamma$ -лазера, был советский ученый Л. А. Ривлин. В 1961 г. он подал заявку на изобретение, ссылка на которую появилась в статье Б. В. Чирикова в ЖЭТФ («Журнал экспериментальной и теоретической физики»). В эти же годы была опубликована статья Вали и Вали из США, а затем появился и ряд других работ близкого содержания. Однако интенсивная деятельность началась позднее. Поэтому мы не будем листать страницы истории создания  $\gamma$ -лазера. Пока его нет. Значит, все это — предыстория, а она, как всегда, сложна и запутана. В каждой картине любого художника есть первые мазки, контур, наброски картины. Сейчас именно такое положение. Есть несколько эскизов  $\gamma$ -лазеров, черновых набросков.

В проблеме  $\gamma$ -лазера определенное место принадлежит идеям, которые основываются на использовании долгоживущих  $\gamma$ -изомеров.

Чтобы дать некоторое представление о состоянии исследований сверхузких резонансов, мы приведем резуль-

таты исследования четырех наиболее «трудных» и нестандартных по технике эксперимента изотопов: серебра, германия, цинка и тантала. Изотопы  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{181}\text{Ta}$  предлагались в качестве рабочей среды для  $\gamma$ -лазеров.

### НАБЛЮДЕНИЕ $\gamma$ -РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ НА ИЗОТОПАХ СЕРЕБРА

Сразу после открытия эффекта Мёссбауэра в 1959 г. А. В. Давыдов предложил использовать новую технику эксперимента для резонансного возбуждения долгоживущих изомерных состояний изотопов  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Ag}$ . Получение какого-либо положительного результата для  $^{107}\text{Ag}$  с относительной шириной резонансной линии  $\sim 10^{-22}$  ( $\Gamma_0 = 10^{-17}$  эВ,  $E_\gamma = 93,5$  кэВ,  $\tau = 63$  с) дало бы в руки исследователей необычайно тонкий инструмент исследования чрезвычайно важных физических явлений и процессов.

Большие времена жизни возбужденных состояний долгоживущих изомеров позволяют проводить опыты в трех стадиях: первая — приготовление радиоактивного источника, вторая — возбуждение поглотителя  $\gamma$ -излучением, третья — регистрация наведенной  $\gamma$ -активности. Все три стадии могут быть разделены по месту выполнения работ. Идея эксперимента с  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Ag}$  столь проста и захватывающа, что попытки его осуществления начались после недолгих размышлений. Был приготовлен мощный источник  $\gamma$ -лучей, на который водрузили пластинку чистого серебра. Предполагалось, что после некоторой выдержки счетчик покажет наличие наведенной  $\gamma$ -активности, совпадающей с известным периодом полураспада изомерного состояния серебра. Ожидалось, что при активности источника  $\sim 2 \cdot 10^9$  квантов/с и фоне защищенного детектора  $\sim 3$  отсчетов/мин будет сравнительно легко зарегистрировать один лишний импульс в минуту. Однако первые опыты оказались безрезультатными. Началась длительная и терпеливая осада, которая продолжается и по сей день.

Надо сказать, что инерция человеческого мышления очень велика; последующие опыты пользовались старой идеей: приложить образец, навести активность и измерить ее (рис. 3). Несмотря на кажущуюся простоту экспериментов, именно физика явлений была понята через подобные опыты. Если бы все активные атомы



излучали на одной частоте, а поглощающие принимали бы ее на той же, то никаких трудностей не возникло бы. К сожалению, линии испускания и поглощения уширяются, а резонансы сдвигаются.

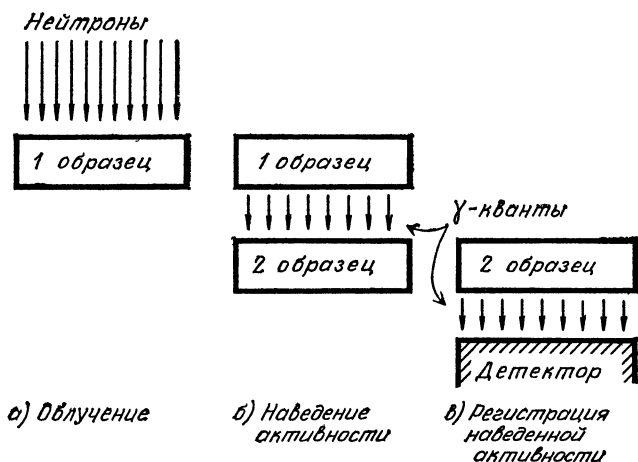


Рис. 3. Схема проведения опытов по  $\gamma$ -резонансной флуоресценции на долгоживущих изомерах.

Получить ядра серебра в изомерном состоянии можно несколькими способами. Например, для получения изотопа  $^{107}\text{Ag}$  в качестве источника используется изотоп  $^{107}\text{Cd}$ , а в случае  $^{109}\text{Ag}$  — изотопы  $^{109}\text{Cd}$  и  $^{109}\text{Pd}$ . В первых опытах использовался источник из ядер  $^{109}\text{Pd}$ , полученный облучением в реакторе естественной смеси изотопов, в которой  $^{108}\text{Pd}$  составляет 26,8%. Палладий в отличие от серебра — парамагнитный металл, и поэтому могло произойти значительное уширение линии испускания палладиевого источника, должен был проявить свое коварное назначение и изомерный сдвиг между положениями линий поглощения  $^{109}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Pd}$ . Таким образом, сечение возбуждения ядер  $^{109}\text{Ag}$  уменьшилось на несколько порядков. Объяснить неудачу опыта — это уже много. Причину можно устранить, изготавливая сплав палладия с серебром или, еще лучше, пользуясь диамагнитным соединением, содержащим палладий. Изотоп  $^{109}\text{Pd}$  весьма удобен тем, что легко получить высокую интенсивность источника, облучая палладий нейтронами в реакторе, и его период полурас-

пада вдвое больше, чем у  $^{107}\text{Cd}$ , который можно получить при облучении ядер серебра протонами или дейтонами с энергией 10—26 МэВ на циклотроне.

Процесс накачки ядер серебра  $\gamma$ -квантами из  $^{107}\text{Ag}$  эквивалентен рассеянию, но с очень большим временем между захватом  $\gamma$ -кванта и его переизлучением.

В эксперименте активированная на циклотроне пластинка серебра прикладывалась к такой же металлической пластинке в специальном криостате, изображенном на рис. 4.

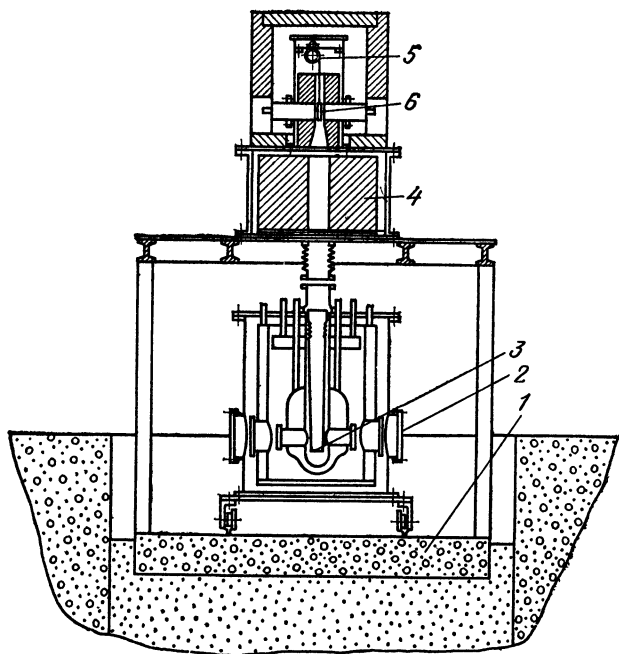


Рис. 4. Криостат для проведения экспериментов с долгоживущими изомерами.

Установка состоит из большого криостата 2 для жидкого гелия и верхнего отсека, соединенного с криостатом трубой, перекрываемой свинцовым затвором 4. Активация поглотителя происходит в нижней части вертикальной трубы, причем источник с поглотителем можно располагать на подвесе 3, состоящем из капроновых нитей и пружин. Вся установка помещена в под-

вальном помещении на отдельной бетонной плите 1, изолированной от фундамента здания с помощью песчаной подушки. Конструкция установки позволяет работать с верхним положением детекторов, когда после активации источник остается в нижнем отсеке, а поглотитель 6 с помощью электропривода 5 поднимается на-

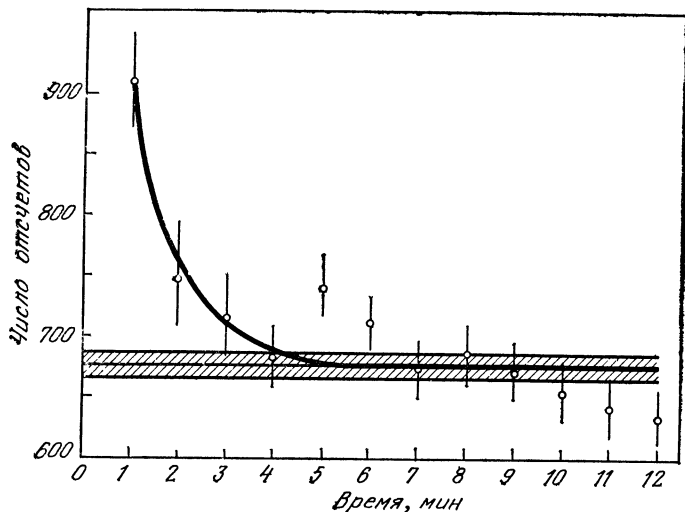


Рис. 5. Результаты экспериментов по активации  $^{107}\text{Ag}$ .

верх, и в другом варианте, когда детектор располагается внизу вблизи места активации поглотителя; наверх в этом случае поднимается источник. Свинцовый затвор служит для подавления прямого прохождения  $\gamma$ -лучей от источника к поглотителю во время измерения наведенной в поглотителе  $\gamma$ -активности.

На рис. 5 приведены суммарные результаты четырех успешных опытов, проведенных в 1970 г. в ИТЭФе. Чтобы нащупать пути устранения экспериментальных неудач, по мнению С. А. Давыдова и других, следует перейти к изучению таких пар, которые дадут возможность длительно работать с источником излучения, например  $^{109}\text{Cd}$ .

Однако диамагнитный  $^{109}\text{Cd}$ , сплавленный с серебром, может давать существенный сдвиг линии, равный по величине ширине уширенной линии, то есть  $\sim 10^{-12}$  эВ. Потребуются, вероятно, специальные исследования, что-

бы найти соответствующий материал для создания благоприятных пар с равным изомерным сдвигом. Возможно, что правильно подобранная термическая обработка в вакууме может дать хороший результат по «облагораживанию» самого металлического серебра. Исследования  $^{107}\text{Ag}$  представляют не только самостоятельный ин-

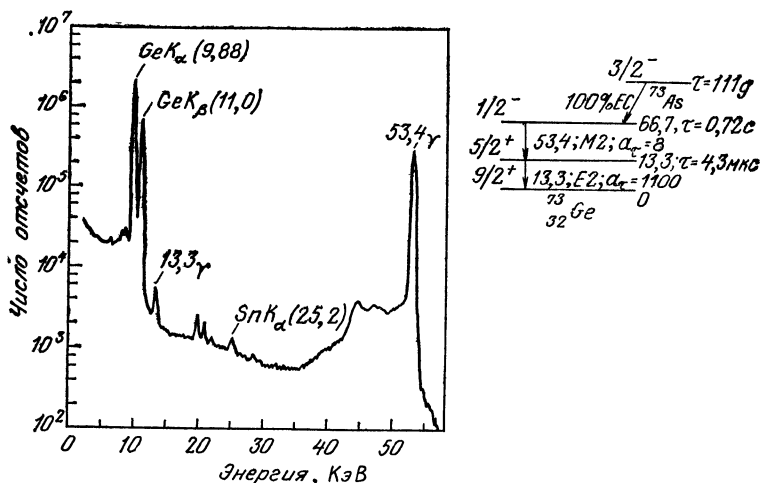


Рис. 6. Амплитудный спектр и схема распада  $^{73}\text{Ge}$ .

терес, но и стимулируют попытки значительного повышения точности и стабильности опытов по эффекту Мёссбауэра. Так, для выяснения формы линий сверхузких резонансов потребуются создание новой техники доплеровского смещения линии со скоростями  $10^{-8}$ — $10^{-7}$  см/с при температуре жидкого гелия. Реальная возможность имеется при использовании пьезоэлектрического эффекта в кварце или керамике.

### ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА В $^{73}\text{Ge}$

Изотоп  $^{73}\text{Ge}$  стал рекордсменом по наблюдаемой ширине мёссбауэровской линии совсем недавно. Высокое разрешение — только в 7 раз уширенная линия по сравнению с естественной шириной наблюдалась для перехода 13,3 кэВ с временем жизни  $\tau \sim 4,3$  мкс при комнатной температуре. Источником излучения служил изотоп  $^{73}\text{As}$ , введенный диффузией в монокристалл германия, поглотителем — тонкий монокристалли-

ческий слой обогащенного  $^{73}\text{Ge}$ , эпитаксиально выращенный на поверхности кристалла кремния.

Эти эксперименты как нельзя лучше иллюстрируют те специфические условия, которые необходимы для наблюдения узких резонансов.

Изотоп  $^{73}\text{Ge}$  являлся с первых дней открытия эффекта Мёссбауэра кандидатом на проведение опытов с высоким энергетическим разрешением. Этому благоприятствовали низкая энергия перехода  $E_0=13,3$  кэВ, острота резонанса  $\Gamma/E \simeq 10^{-14}$  и сравнительно большой период полураспада  $^{73}\text{As}$  ( $T_{1/2}=80$  дней). Изучение распада  $^{73}\text{As} \rightarrow ^{73}\text{Ge}$  стало возможным благодаря созданию техники высокого разрешения  $\gamma$ -спектров с помощью  $\text{Si}(\text{Si})$  детекторов (рис. 6). Главные трудности в наблюдении резонанса для перехода с 13,3 кэВ возникают от большого коэффициента конверсии  $\gamma$ -лучей ( $\alpha=1100$ ), близкого расположения энергии К-края поглощения германия (11,1 кэВ), низкого естественного содержания изотопа  $^{73}\text{Ge}$  (7,76%). Острота резонанса имеет существенное значение для постановки опыта, поэтому эксперименты велись лишь для монокристаллических источ-

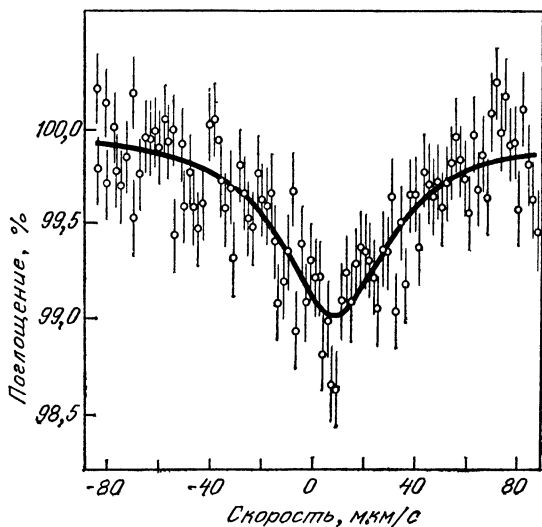


Рис. 7. Мёссбауэровский спектр  $^{73}\text{Ge}$ .

ников и поглотителя, чем достигалось более или менее одинаковое окружение мёссбауэровских ядер. Была также разработана тщательная технология приготовления источника. Техника эксперимента по наблюдению эффекта Мёссбауэра была также очень сложна. Полупроводниковый детектор Si(Si) имел высокое разрешение и малое отношение сигнал-шум. Электромеханический вибратор позволял менять скорость в диапазоне до  $\pm 100$  мкм/с. Вся установка для изоляции от внешних вибраций помещалась на платформе, помещенной в жидкую ртуть.

Результаты опытов представлены на рис. 7. Это реальный мёссбауэровский спектр  $I(\nu)$ . Несмотря на то, что каждая точка отвечает  $0,22 \cdot 10^6$  счетам, а форма линии (жирная кривая) соответствует лоренцевскому распределению, результаты эксперимента неудовлетворительны, так как линия слишком широка. Но если учесть, что это — самая узкая линия, наблюдаемая экспериментально в мёссбауэровской спектроскопии, результат следует рассматривать как приобретение опыта при штурме сверхузких резонансов изотопов  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Ag}$ . Эти опыты выполнены в США Рагханом и являются, так же как и опыты А. С. Давыдова, уникальными.

### ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА НА ЯДРАХ $^{67}\text{Zn}$

Наибольший успех в исследовании эффекта Мёссбауэра на ядрах  $^{67}\text{Zn}$  принадлежит советскому физику Ю. М. Останевичу, работы которого в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, г. Дубна) являются примером высочайшего экспериментального искусства.

Первое возбужденное состояние ядра  $^{67}\text{Zn}$  имеет энергию  $\gamma$ -перехода  $E_0 \sim 93$  кэВ и  $\tau \sim 10^{-5}$  с (естественная ширина линии  $\Gamma_0 = 5 \cdot 10^{-11}$  эВ). Изотоп  $^{67}\text{Zn}$  может быть получен в результате  $K$ -захвата в  $^{67}\text{Ga}$  ( $T_{1/2} = 78$  часов) или  $\beta$ -распада  $^{67}\text{Cu}$  ( $T_{1/2} = 67$  часов). Острота резонанса  $\Gamma_0/E_0 \sim 5 \cdot 10^{-16}$ .

С помощью этого изотопа можно выполнить ряд интересных исследований. Во-первых, можно использовать малую величину относительной ширины линии  $^{67}\text{Zn}$ , которая на три порядка меньше, чем  $^{57}\text{Fe}$ , для проведения более точных опытов по гравитационному смещению. Во-вторых, опять же в силу малости, но уже просто

ширины  $\gamma$ -линии в  $^{67}\text{Zn}$  этот изотоп можно использовать для изучения структурных характеристик твердых тел.

Техника исследования эффекта Мёссбауэра значительно отличается от традиционной. Так, например, в одной из работ измерялась зависимость величины излучения, пропущенного через образец, от величины наложенного на него магнитного поля. Из-за большой энергии отдачи наблюдаемый резонансный эффект оказался весьма малым ( $\approx 2 \cdot 10^{-3}$  в  $\text{ZnO}$ ), поэтому измерения эффекта Мёссбауэра в  $^{67}\text{Zn}$  проводились при температуре жидкого гелия. Гелиевый криостат устанавливался на звукоизолирующем основании, состоящем из толстой металлической плиты на поролоновой подушке. Эффект Мёссбауэра пропадал, если система «поглотитель — источник — вибратор» не была подвешена на нитях.

Источник  $\gamma$ -квантов представлял собой тонкую (размером  $20 \times 20 \times 1$  мм) пластинку из спеченной естественной смеси изотопов  $\text{ZnO}$ . Пластинка облучалась с одной стороны дейтронами с энергией 13,4 МэВ. В результате облучения на поверхности пластинки наводилась активность в несколько десятых милликюри. При работе с малоактивными источниками трудно набрать необходимую статистику событий, точность измерения чрезвычайно узкой линии  $^{67}\text{Zn}$  падала.

При облучении меди  $\alpha$ -частицами с энергией 32 МэВ можно получить большую активность, но наряду с изотопом  $^{67}\text{Ga}$  образуются ядра  $^{66}\text{Ga}$ ,  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{67}\text{Cu}$  и ряд других. Основной мешающей и химически неотделимой примесью является изотоп  $^{66}\text{Ga}$  ( $T_{1/2} = 9$  часов). Поэтому мишень после облучения выдерживалась 2—3 дня до начала радиохимической обработки и измерений. За это время  $^{66}\text{Ga}$  распадался до уровня, не влияющего на результаты измерений.

Из примесей стабильных элементов наиболее вероятной, не считая меди, является примесь железа, которое в малом количестве присутствует в материале мишени и частично вносится при ее изготовлении. Общее количество примеси железа в исходном препарате обычно не превышает 0,5 мг.

Вместе с тем парамагнитные примеси являются наиболее нежелательными.

Интересно, что в случае  $^{67}\text{Zn}$  уширение, связанное с зеемановским расщеплением, на одну ширину линии,

возникает уже в поле 16 эрстед. Принимая это значение поля в качестве критического, можно оценить допустимое содержание железа (или других парамагнитных примесей) в источнике. Для  $\mu=6$  мВ один парамагнитный примесный атом заметно расщепляет мёссбауэровскую линию, если он находится на расстоянии  $\sim 20$  Å от другого такого же, т. е. на один атом приходится  $\sim 10^3$  атомов Zn. Опасны и диамагнитные примеси, ведущие к квадрупольному расщеплению уровней.

Не останавливаясь подробно на опытах с  $^{67}\text{Zn}$ , укажем, что при температурных измерениях эффекта Мёссбауэра в  $^{67}\text{Zn}$  было обнаружено температурное красное смещение центра линии уже при  $20^\circ\text{K}$ .

Ширина линии в опытах с  $^{67}\text{Zn}$  составляла  $\sim 0,6 \div 1$  мкм/с, что только в 2—3 раза превышает нижний расчетный предел. По уширению спектральных  $\gamma$ -линий была оценена элементарная длина  $l \sim 10^{-20}$  см.

### ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА НА ЯДРАХ $^{181}\text{Ta}$

Пожалуй, наиболее выпукло все преимущества изучения сверхузких линий (резонансов с  $\tau \sim 10^{-5} - 10^{-6}$  с) выявились у ядра  $^{181}\text{Ta}$  ( $\tau = 0,95 \cdot 10^{-6}$  с). Небольшая энергия  $\gamma$ -перехода  $E_\gamma = 6,3$  кэВ и высокая дебаевская температура позволили наблюдать эффект Мёссбауэра даже при температуре выше комнатной.

Наиболее широко изотоп  $^{181}\text{Ta}$  был исследован в Мюнхене, в институте Кальвиуса—Мёссбауэра. На переходе 6,2 кэВ было получено очень высокое разрешение линии мёссбауэровского спектра. Для приготовления источника с одиночной линией использовался монокристалл вольфрама, в который был введен диффузией материнский изотоп  $^{181}\text{W}$ . В качестве объекта исследования была выбрана система тантал—водород, в которой до 25 ат % существует непрерывная область твердых растворов на основе  $\alpha$ -фазы Ta.

На рис. 8, а приведены мёссбауэровские спектры сплавов Ta—H при комнатной температуре. Здесь легко отмечаются две особенности: линейное увеличение изомерного сдвига и уширение линии от увеличения концентрации водорода. Высокая чувствительность положения линии к примесному атому водорода, имеющему только один электрон, показывает, что с помощью



эффекта Мёссбауэра на  $^{181}\text{Ta}$  можно ставить эксперименты по исследованию особенностей строения электронной структуры сплавов.

Другим важным результатом этих исследований является динамическое сужение мёссбауэровской линии при повышении температуры (рис. 8, б; в данном случае концентрация Н — постоянная).

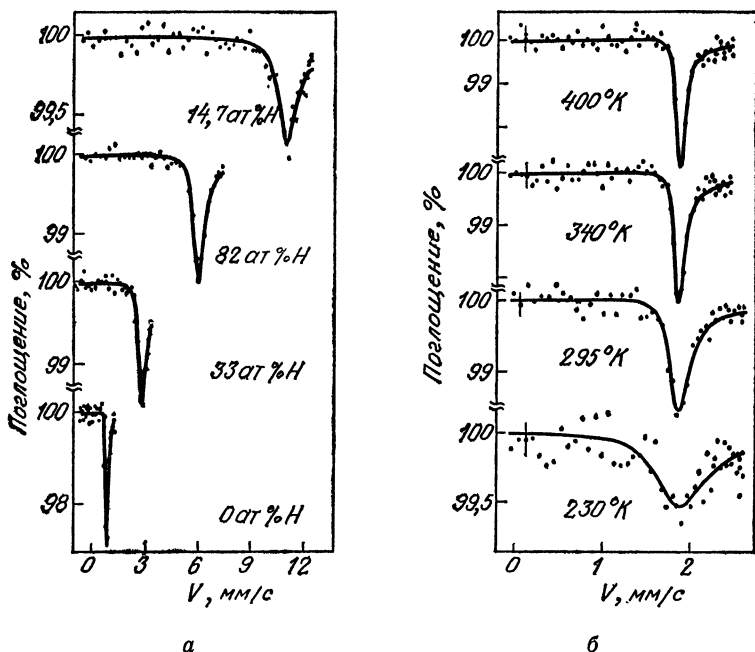


Рис. 8. Мёссбауэровские спектры  $^{181}\text{Ta}$ : а — в зависимости от концентрации Н; б — от температуры.

Проведенное рассмотрение четырех примеров исследования сверхузких резонансов показывает, что сильное влияние на форму линии, ее ширину, положение центра тяжести оказывают неоднородное уширение, химический движ, дисперсность внутрикристаллических полей, а также внешние физические факторы, которые должны быть приняты во внимание при создании моделей  $\gamma$ -лазера на основе сравнительно долгоживущих изомерных состояний.

## 5. Гамма-лазер на мёссбауэровских ядрах

Лобового решения проблемы создания  $\gamma$ -лазера достичь не удалось, и, как всегда бывает со сложной проблемой, появились на первый взгляд неразрешимые «принципиальные» трудности, которые привели к тому, что интерес к  $\gamma$ -лазеру ослаб. Хотя за минувшее десятилетие изредка и выходили печатные работы, но они не вызывали бурного интереса. Только в 1972 г., опираясь на новейшие достижения физики, Р. В. Хохлов, В. И. Гольданский, Ю. М. Каган, В. С. Летохов и другие вновь обратились к этой проблеме. В последующих теоретических исследованиях было показано, что имеется ряд новых возможностей и теперь, как говорится, дело за экспериментом.

Очевидно, что при столь различных временах жизни ядерных уровней — от  $10^6$  до  $10^{-10}$  с модели  $\gamma$ -лазеров вряд ли будут в техническом отношении одинаковыми. Общим является использование кристаллических твердых тел с такой концентрацией радиоактивных изотопов, которая будет достаточна для создания условий генерации  $\gamma$ -излучения в режиме однопроходового усиления. Однопроходовой режим диктуется сложностью создания резонатора для  $\gamma$ -диапазона. Усиления спонтанного излучения ядер легче достигнуть, если сформировать остронаправленный пучок  $\gamma$ -излучения, поэтому форма рабочего тела  $\gamma$ -лазера обязательно должна иметь протяженность в одном направлении.

Ясно, что иглообразная форма рабочего тела  $\gamma$ -лазера обладает рядом преимуществ. Она обеспечивает не только остронаправленное когерентное  $\gamma$ -излучение, сводя до минимума расходимость луча, но и позволяет уменьшить разогрев рабочего тела  $\gamma$ -лазера высокоэнергичными каскадными  $\gamma$ -квантами. Для сокращения времени выращивания кристалла иглообразная форма также наиболее выгодна, известно, что «усы» или «висеры» достаточных размеров в потоке газа получают за несколько секунд. Необходимость получения кристаллов в возможно быстрые сроки определяется малым временем жизни  $\tau_0$  мёссбауэровских ядер.

Самая простая форма «иглы» — столбик длиной  $l$ , содержащий радиоактивные мёссбауэровские ядра. Ин-

тенсивность  $\gamma$ -излучения, выходящего из торца такого столбика, определится выражением (\*), с. 11, из которого вытекает условие квантового усиления: вынужденное излучение активных ядер должно с избытком компенсировать потери электромагнитной энергии в кристалле за счет поглощения. Иными словами, необходимо иметь условие  $K > \mu$ , которое означает, что отрицательное усиление должно превосходить поглощение.

Как уже указывалось, эффект Мёссбауэра можно осуществлять с заметной долей вероятности до энергии меньшей 200 кэВ, а до этой энергии у элементов со средними номерами периодической системы поглощение  $\gamma$ -квантов определяется главным образом фотоэффектом. Чем характерна зависимость поглощения от энергии  $\gamma$ -кванта? Поглощение наиболее велико для квантов с малой энергией, затем, после края поглощения  $K_\alpha$ , оно монотонно падает до энергий порядка 1 МэВ, когда сечение поглощения резко возрастает из-за образования электронно-позитронных пар. Поэтому у твердотельного лазера появляется нижний предел, накладываемый на энергию излучения. Верхний связан с энергией отдачи и ростом числа фононов.

Сильное взаимодействие излучения с веществом, в данном случае поглощение  $\gamma$ -квантов, сродни хорошо известному явлению выделения тепла при трении: при поглощении квантов выделяется тепло — тело лазера разогревается, что является одним из препятствий на пути создания  $\gamma$ -лазера.

От фотоэлектрического поглощения можно избавиться, уменьшая взаимодействие  $\gamma$ -квантов с электронами. Как бы специально для этой цели служит открытый Борманном эффект, состоящий в том, что при брэгговской дифракции рентгеновских или  $\gamma$ -лучей их коэффициент поглощения резко уменьшается, происходит так называемое аномальное пропускание рентгеновских лучей. В близкой аналогии с эффектом Борманна находится эффект подавления неупругих каналов ядерных реакций, иначе называемый эффектом Афанасьева — Кагана, или ядерным аналогом эффекта Борманна. Эффект подавления заключается в том, что взаимодействие ядер с электромагнитным полем в кристалле носит коллективный характер в тех же самых условиях, что и в эффекте Борманна, т. е. при прохождении  $\gamma$ -излучения под углом Брэгга устанавливается такое распределение вол-

нового поля, при котором резко уменьшается амплитуда образования возбужденного состояния ядра. В результате мёссбауэровские (резонансные)  $\gamma$ -кванты распространяются в кристалле под углом дифракции почти не поглощаясь.

Очевидно, что в  $\gamma$ -лазере необходимо оставить взаимодействие  $\gamma$ -квантов с ядрами, устранив лишь их взаимодействие с электронами. Иначе говоря, следует, сохранив эффект Борманна, изъять эффект подавления. Этого можно достичь, если использовать в качестве рабочих лазерных переходов высокомультипольные ядерные переходы. Эффект аномального пропускания  $\gamma$ -квантов в иглообразном кристалле осуществляется так же, как и в обычном кристалле. Дифракция  $\gamma$ -квантов на совокупности атомных плоскостей не дает уйти пучку от оси образца, поэтому плотность потока  $\gamma$ -квантов сохраняется на достаточно большом протяжении. Конечно, в дальнейшем пучок все же расширяется за счет поперечной диффузии медленноменяющихся амплитуд поля. Можно показать, что уширение входящего пучка шириной в одну десятую миллиметра произойдет вдвое на расстоянии порядка полуметра.

Опыты, проведенные по исследованию аномального пропускания с рентгеновскими лучами и мёссбауэровскими  $\gamma$ -квантами, позволяют надеяться на положительный результат и в случае  $\gamma$ -лазера. Можно полагать, что эффективная длина, на которой происходит усиление, увеличится, но для усиления необходимо, чтобы коэффициент усиления был того же порядка, что и коэффициент поглощения. Таким образом, квантовым  $\gamma$ -генератором, по существу, может являться такая активная среда, в которой создана инверсия населенностей и обеспечена длина, приводящая к увеличению индуцированного излучения. В  $\gamma$ -лазере спонтанные  $\gamma$ -переходы вызывают появление излучения на выходе стержня. При этом происходит процесс усиления спонтанного излучения в активной среде, а в результате процессов насыщения  $\gamma$ -излучение становится монохроматичным. Сам процесс усиления спонтанного излучения называется сверх- или суперлюминесценцией. В последнее время придается большое значение изучению процессов генерации  $\gamma$ -излучения. Однако обычных данных по эффекту Мёссбауэра для теории недостаточно. Требуется постановка новых экспериментов по прохождению резонанс-

ных  $\gamma$ -квантов через протяженную активную среду, состоящую из возбужденных мёссбауэровских ядер. На рис. 9 изображена возможная схема такого эксперимента. Радиоактивные ядра мёссбауэровского источника (1), содержащиеся в протяженном кристалле с длиной  $l \gg \lambda$ , излучают в направлении зеркала (кристал-

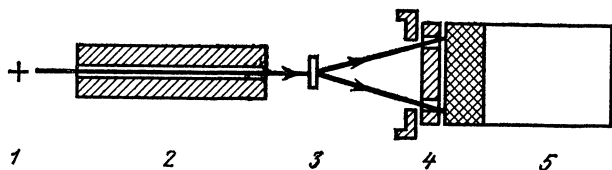


Рис. 9. Возможная схема наблюдения стимулированной  $\gamma$ -генерации: 1 — источник; 2 — коллиматор; 3 — кристалл; 4 — щели; 5 — детектор.

ла), который разделяет пучок. Детектор регистрирует совпадение одинаковых по энергии и времени  $\gamma$ -квантов. При достаточной концентрации радиоактивных ядер можно будет определить наличие или отсутствие усиления спонтанного излучения.

Обычно рассматривается двухуровневая схема  $\gamma$ -лазера. Возможен и другой подход. Так, болгарские ученые Бончев и Каменов предложили реализовать трехуровневую схему с временами жизни изомеров:  $\tau_2 < 10^{-6}$  с,  $\tau_3 > 1$  с, в которой относительно легко создать инверсию населенностей на третьем уровне по сравнению со вторым.

Проблемы создания  $\gamma$ -лазера очень хорошо освещены в приводимой в конце брошюры статье Р. В. Хохлова. В частности, из нее следует, что основная трудность заключается в требовании получения оптимального значения  $\Gamma\tau$ . Для короткоживущих ядер с  $\Gamma = 10^{-8}$  эВ и  $\tau = 10^{-8}$  с  $\Gamma\tau \sim 1$ , но зато не так просто создать перенаселенность на верхнем уровне. Для долгоживущих изомеров легко получить требуемую населенность верхнего уровня, но трудно сохранить линию естественной ширины.

Основной вклад в уширение линии в долгоживущих изомерах практически не зависит от времени жизни мёссбауэровского уровня и составляет около  $10^5$  Гц, что приводит к  $\Gamma\tau > 1$  и значительному падению коэффициента усиления. Можно выделить промежуточный случай, но тогда появляются трудности с обоих направлений.

Таким образом, времена жизни возбужденного состояния ядра определили три подхода к решению проблемы создания  $\gamma$ -лазера. Мы последовательно остановимся на каждой из схем.

### ГАММА-ЛАЗЕР НА ДОЛГОЖИВУЩИХ ИЗОМЕРАХ

Схема  $\gamma$ -лазера на долгоживущих изомерах кажется наиболее естественной и легкой для экспериментального исполнения. Наши житейские представления о том, что что-то можно собрать, постепенно сделать что-либо, даже вырастить, настолько привычны, что невольно отдается предпочтение этой схеме создания  $\gamma$ -лазера. Уже первая заявка Л. А. Ривлина предлагала такой путь. Возбужденные радиоактивные ядра, находящиеся в долгоживущем изомерном состоянии, разделяются от ядер, находящихся в основном состоянии, радиохимическими методами. Затем за период, гораздо меньший, чем время жизни, из радиоактивных изомеров выращивается кристалл одним из известных способов: например, кристаллизацией из расплава по методу Бриджмена. В таком кристалле условие инверсии населенности выполнено практически всегда. Теперь следует охладить кристалл до низких температур, чтобы выполнялись условия наблюдения эффекта Мёссбауэра, и кристалл произведет выстрел.

Но так как не удается сохранить линию естественной ширины по причинам, которые мы сейчас рассмотрим, то стимулированной генерации не произойдет. И поэтому вся деятельность по созданию  $\gamma$ -лазера на долгоживущих изомерах свелась к поиску путей сужения линии мёссбауэровского излучения до естественной ширины.

Уширение линий может быть однородным и неоднородным. Однородное уширение линий возникает, например, при колебании атомов в решетке, флуктуации электронных спинов парамагнитных кристаллов. Подобные причины уширения могут быть ликвидированы или, скорее, сведены до минимума замораживанием процесса, например глубоким охлаждением образца до температуры, много меньшей  $1^\circ\text{K}$ . Реализовать такие условия при современном физико-техническом эксперименте вполне возможно.

Все свободные атомы одинаковы, если они находят-

ся в изолированном друг от друга состоянии в вакууме. Но для создания  $\gamma$ -лазера нужно вырастить кристалл, получить вещество в твердом состоянии. При этом появляются порой неустранимые причины, приводящие к неоднородным уширениям линий. Прежде всего в кристаллической решетке реальных кристаллов существуют дефекты, дислокации, трещины. Даже поверхность кристалла влияет на характер расположения ядер. Так как количество неодинаковых положений ядер различно, то и линия получает неоднородное уширение. Также неоднородными становятся поля на ядрах и магнитные, и электрические. Наиболее сильно проявляется влияние на ширину линии изменения расположения соседей в первой координационной сфере, т. е. самого ближайшего окружения рассматриваемого ядра. Это влияние заметно даже для обычных мёссбауэровских изотопов. В качестве примера укажем  $^{57}\text{Fe}$ . Атомы железа кристаллизуются в объемно-центрированной кубической решетке — феррите, ферромагнитные свойства которого приводят к появлению сильного магнитного поля на ядрах  $^{57}\text{Fe}$ . Тогда в соответствии с правилами отбора для мёссбауэровского перехода с  $I_2 = 3/2$  и  $I_1 = 1/2$  в мёссбауэровском спектре поглощения насчитывается шесть линий. Стоит затем появиться в решетке только одному примесному атому, как окружение мёссбауэровского ядра изменится и возникнет новое значение поля на ядре. В этом случае новой второй подрешетке отвечает своя шестерка линий. Увеличение концентрации второго компонента создает новые конфигурации окружения мёссбауэровского ядра, которым отвечают свои значения полей: линии уширяются.

Точно так же действуют и дефекты. Спектр излучения или поглощения трансформируется, появляются или новые линии, отвечающие новому локальному окружению, или происходит неоднородное уширение линии. Она становится значительно шире естественной.

В настоящее время достигнуто большее понимание процессов уширения линий, причин, вызывающих его, а если известны причины, то можно пытаться ликвидировать, или, как говорят иначе, подавить уширение.

Задача эта не из простых. Усилиями советских ученых: Р. В. Хохлова, В. И. Гольданского, Ю. М. Кагана, Ю. А. Ильинского, В. А. Намиота и других были предложены способы ликвидации уширения линий.

Основными источниками неоднородного уширения являются чисто электрические взаимодействия. В первую очередь следует рассмотреть изомерный сдвиг, который возникает при ядерных  $\gamma$ -переходах для одних и тех же ядер, находящихся в разных положениях в решетке. В ядерном магнитном резонансе (ЯМР) изомерный сдвиг в указанном выше смысле не играет никакой роли. Это принципиальное различие связано с особенностью наблюдений эффектов Мёссбауэра и ЯМР. В первом случае наблюдается переход между двумя ядерными уровнями с различающимися значениями зарядового радиуса. Во втором наблюдаются электромагнитные переходы между подуровнями сверхтонкой структуры (СТС) одного ядерного уровня, поэтому относительный сдвиг центра тяжести «гребенки» СТС на разных ядрах не играет роли в выполнении условия резонанса.

Как уже указывалось, изомерный сдвиг зависит только от плотности электронов на ядре  $\delta \sim |\Psi_0|^2$ . В первом приближении можно принять, что  $|\Psi_0|^2 \sim 1/V_0$ , где  $V$  — объем элементарной ячейки. Тогда локальное изменение плотности вещества влечет за собой сдвиг линии испускания. Пропорциональность относительному изменению объема элементарной ячейки характерна и для изменения квадрупольного расщепления мёссбауэровских линий. Этот эффект появляется за счет взаимодействия квадрупольных электрических моментов ядер с градиентом электрического поля, создаваемого собственными электронными оболочками и соседними ионами. К неоднородному изменению квадрупольного взаимодействия приводят локальная сдвиговая деформация, точечные дефекты и дислокации.

Подобные причины, как показывают теоретические и экспериментальные результаты, создают уширение линии, близкое к естественной ширине  $\Delta\Gamma \approx \Gamma_0$  в случае короткоживущих изомеров и  $\Delta\Gamma \gg \Gamma_0$  в случае долгоживущих изомеров. Например, при времени жизни  $\tau_0 \sim 1$  с критическая концентрация точечных дефектов составит  $10^{-6}$ , а дислокаций —  $\sim 10 \text{ см}^{-2}$ . При  $\tau_0 > 10$  с нельзя допустить существование даже одной дислокации. Получение бездислокационных кристаллов практически невозможно. Даже при выращивании игольчатых кристаллов — «вискеров» обязательно присутствует



одна винтовая дислокация, обеспечивающая рост кристалла.

Неоднородный сдвиг появляется уже даже из-за наличия поверхности. Известно, что поверхность сильно отличается от массивной части образца: она более рыхлая, поэтому все перечисленные выше дефекты строения кристалла обязательно в ней присутствуют. Между тем использование одномерных игл или двухмерных — тонких слоев в качестве рабочего тела лазера может оказаться просто неизбежным: из-за малого времени приготовления излучателей, уменьшения разогревания рабочего тела  $\gamma$ -лазера, устранения гравитационного сдвига. Что касается температурного красного смещения и уширения мёссбауэровских линий, то их в принципе можно избежать, если работать при предельно низких температурах.

Оценки показывают, что при температуре порядка  $1^\circ\text{K}$  ширина линии может иметь величину порядка сотых долей герца и меньше. Правда, надо обеспечить не только однородное распределение температуры по образцу, но и ее неизменность во времени. Достаточно изменения температуры всего на  $10^{-3}\text{K}$  в секунду, чтобы тепловое расширение привело к колебаниям концов стержня. Так, для стержня длиной 1 см при указанных колебаниях температуры его концы будут перемещаться со скоростью  $10^{-7}$  см/с. Этой скорости вполне достаточно, чтобы нарушить условие одинаковости частоты, и ядра долгоживущих изомеров будут излучать на различных частотах.

Предположим, что нам удалось ликвидировать уширение линии, возникающее за счет различия в химическом окружении ядер, избежать гравитационного и температурного уширения линий. Все равно остаются, даже в идеальном кристалле, магнитные диполь-дипольные взаимодействия ядер, которые приводят к уширениям линии на величину  $\sim 10^{-12}$  эВ. Это происходит потому, что даже при полной поляризации ядерных моментов внешними и внутренними полями существует различие в величине моментов для состояний, между которыми происходит переход. А так как ядра в различном состоянии статистически распределены по решетке, то в магнитном отношении кристалл становится неоднородным, что ведет к уширению линии. Этот механизм уширения может быть подавлен методами усреднения, ко-

торые были ранее предложены в ЯМР-спектроскопии.

Физическая сущность методов усреднения сводится к тому, что ядерные моменты поворачиваются в пространстве специально подобранными радиочастотными полями. На образец подается короткая серия радиочастотных так называемых  $\pi/2$ -импульсов, которые вызывают вращение ядерных моментов вокруг соответствующих осей. Можно так подобрать серию  $\pi/2$ -импульсов, что произойдет усреднение магнитного диполь-дипольного взаимодействия и ширина линии сузится на несколько порядков. При таком способе усреднения моменты ядер, образно говоря, испытывают сильную «встряску» и перестают чувствовать электромагнитные неоднородности кристалла. Одновременно уменьшается уширение, связанное со взаимодействием квадрупольного момента ядра с градиентом электрического поля.

Компенсация изомерного сдвига может быть достигнута по следующей модели. Известно, что электронно-ядерное взаимодействие, которое определяет величину магнитного сдвига, пропорционально спиновой плотности, которой также определяется и изомерный сдвиг. Поэтому должна наблюдаться пропорциональность между величиной изомерного сдвига линии и изменением величины, определяющей положение одной из компонент сверхтонкой структуры. Коэффициент пропорциональности зависит от температуры, величины магнитного поля и может изменяться с помощью внешнего радиочастотного поля. Проводя подбор внешних параметров, можно добиться равенства уровня энергии для одной из компонент сверхтонкой структуры во всем объеме вещества и тем самым скомпенсировать изомерный сдвиг.

Простейшая схема  $\gamma$ -лазера на долгоживущих изомерах может быть предложена исходя из анализа приведенных выше условий. Обогащенный изотоп  $A$  облучается нейтронами или другими частицами. Часть ядер переходит в возбужденное изомерное состояние  $A^*$ . Затем смесь  $A$  и  $A^*$  разделяется радиохимическими методами. Из  $A^*$  выращивается кристалл такой, чтобы идеальность его была достаточной для ликвидации химического сдвига, вызываемого неоднородностью его строения. Затем кристалл охлаждается и включается один из внешних методов сужения линии. Радиочастотное поле при поглощении волн в кристалле выделяет тепло, поэтому требуется эффективный отвод тепла от

кристалла. Ликвидировав гравитационное уширение, следует ждать  $\gamma$ -генерацию. Чтобы прекратить стимулированное  $\gamma$ -излучение, достаточно кристалл вернуть в первоначальное положение — перпендикулярно поверхности Земли.

### ГАММА-ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ ЯДЕР С КОРОТКОЖИВУЩИМИ ИЗОМЕРНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

Несмотря на то что имеется «тысяча» практических удобств работы с долгоживущими изомерами, надежда на создание  $\gamma$ -лазера этим методом не очень велика. Неопределенность положения сохранится до тех пор, пока не будет найден эффективный способ сужения мёссбауэровской линии. Поэтому ядра со значительно более короткими временами жизни продолжают находиться в центре внимания исследователей. По-видимому, впервые В. М. Гольданский и Ю. М. Каган провели исчерпывающий анализ возможностей создания  $\gamma$ -лазера на ядрах с короткоживущими изомерными состояниями, т. е. для  $\tau < 10^{-2}$  с. Большинство изотопов с  $\tau < 10^{-2}$  с — это типичные мёссбауэровские ядра, на которых давно ведутся обычные исследования эффекта Мёссбауэра. Эти ядра имеют благоприятное отношение  $\Gamma/E \sim 10^{-9} - 10^{-13}$  и ширины линий больше или порядка возмущения ( $\Gamma/\Gamma_0 \sim 1$ ). У таких ядер коэффициенты конверсии  $\alpha$  малы, и в основном при  $\gamma$ -переходе высвечиваются  $\gamma$ -кванты.

Как и в любой схеме лазера, требуется обеспечить инверсию населенности верхнего уровня по отношению к нижнему, правда, за очень короткое время  $10^{-2} - 10^{-8}$  с. Столь малое время  $\tau$  накладывает сильное ограничение на выбор источника накачки. Одна из возможностей — накачка уровней с помощью предельно мощного импульсного потока нейтронов, который можно получить путем ядерного взрыва.

Критическое число актов захвата нейтронов ядрами изотопа  $A$  в  $1 \text{ см}^3$  можно получить из соотношения:

$$n_0^* \approx \left( \frac{E_0}{\pi \hbar c} \right)^2 \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \cdot \frac{(1+\alpha)}{f \Delta N} \cdot \frac{1}{l(E_0)},$$

где  $\Delta N$  — разность населенностей верхнего и нижнего уровня на один захваченный нейтрон. Поскольку при  $E_0 \simeq 10\text{--}100$  кэВ  $(E_0/\pi\hbar c)^2 \simeq 10^{16}\text{--}10^{18}$ , а длина пробега резонансных квантов  $l(E)$  не более сантиметров, то даже без учета множителя  $(1+\alpha)/f\Delta N$  имеем  $n^* \sim (10^{19}\text{--}10^{20})\Gamma/\Gamma_0$ . Это означает, что при уширении резонансной линии в  $10^2\text{--}10^4$  раз необходимые значения  $n^*$  достигают числа  $N$  — количества ядер в  $1\text{ см}^3$ .

Именно отсюда следует необходимость использования эффекта Мёссбауэра, ибо доплеровское уширение  $\Delta_D = 2\sqrt{E_R k \Theta_D}$  при  $T \ll \Theta_D$ , где  $E_R$  — энергия отдачи,  $\Theta_D$  — дебаевская температура, на много порядков превосходит  $\Gamma_0$  при любых временах жизни  $\tau$ . Вряд ли когда-либо станет возможным использование ядерного взрыва для непосредственной накачки энергетических уровней короткоживущих изомеров при конструировании  $\gamma$ -лазера. В настоящее время возможности лабораторных исследований в области высоких плотностей ограничены мощностями существующих ядерных реакторов (50—100 тыс. кВт). Такой типовой реактор дает плотность потока около  $10^{15}$  нейтронов/см<sup>2</sup>с. Даже при отношении  $\Gamma/\Gamma_0 \sim 1$  не хватает 4—5 порядков  $n^*$  для «лобовой» накачки  $\gamma$ -лазера с  $\tau < 10^{-2}$  с. Вероятно, импульсные реакторы, создающие кратковременные импульсные вспышки нейтронов, могут оказаться более удобными для проведения физических опытов по накачке такого  $\gamma$ -лазера. У импульсного реактора имеется активная зона, которая состоит из стержней плутония. Зона имеет зазор, в который входит стальной вращающийся диск с вкладышами из  $^{235}\text{U}$ . В момент прохождения зоны суммарная масса ядерного горючего достигает критической величины — происходит «всплеск» нейтронов. Средняя мгновенная мощность может достигать  $10^6$  кВт. Реактор такого типа по мгновенно достигаемой плотности потока тепловых нейтронов дает всплеск около  $10^{15}$ , а в проектах — до  $10^{18}$  нейтронов/см<sup>2</sup>с. Таким источникам нейтронов уже недалеко и до реального решения проблемы накачки короткоживущих изомерных состояний.

При радиационном захвате нейтрона ядро переходит в возбужденное состояние, которое снимается путем испускания каскада  $\gamma$ -переходов. Энергия этих переходов достигает нескольких МэВ, а время жизни обычно

намного короче времени жизни изомерного состояния. Поэтому рабочее тело  $\gamma$ -лазера может разогреться прежде, чем возникнет стимулированное  $\gamma$ -излучение. Кристалл может даже полностью разрушиться.

Какой-то выход можно наметить, если вводить мёсбауэровские ядра в малой концентрации  $\sim 10^{-3}$ — $10^{-4}$  в «легкие» матрицы, состоящие из элементов с небольшим порядковым номером (Be, C, Si). Для лучшего теплоотвода тело лазера желательно иметь в виде игл с отношением длины иглы  $l$  к ее диаметру  $d$  около  $10^3$ — $10^4$ . В случае короткоживущих изомеров иголючатые кристаллы можно выращивать заранее и стремиться к тому, чтобы они не были разрушены при облучении. Благоприятным является то, что дефекты теперь не играют столь важной роли, как в случае долгоживущих изомеров.

Поиск способов накачки ядерных уровней, как видно из приведенных выше оценок имеет большое значение при создании  $\gamma$ -лазера на короткоживущих изомерах.

Помимо ядерных реакторов, существуют и другие мощные источники нейтронов. Если луч оптического лазера гигантской мощности направить на поверхность вещества, то она мгновенно разогреется, а вещество мишени с очень большой скоростью начнет испаряться. Продукты испарения окажут реактивное давление на мишень. Возникнет сверхплотное сжатие вещества мишени.

Если в качестве мишени выбраны тяжелые делящиеся элементы, например U, то при сверхплотном сжатии в сотни раз критическая масса уменьшается в десятки тысяч раз. Для того же U вместо 1 кг критической массы потребуется для осуществления ядерного микровзрыва всего  $10^{-2}$  г. При таком способе получения критической массы должно происходить более эффективное размножение нейтронов, а потоки нейтронов, по-видимому, составят около  $10^{17}$  нейтронов за  $10^{-10}$  с. Остается только изхитриться их использовать для накачки лазера, работающего на ядерных  $\gamma$ -переходах.

Весьма перспективной представляется двухступенчатая импульсная нейтронная накачка, которая была предложена В. И. Гольданским, Ю. М. Каганом и В. А. Намиотом. Существо ее сводится к следующему.

Захват нейтронов и образование возбужденных ядер

происходят в промежуточной твердотельной мишени, представляющей собой кристалл, который содержит стабильный изотоп  $A_n$ . После поглощения нейтрона и испускания «мгновенного»  $\gamma$ -кванта образуется ядро изотопа  $A_{n+1}^*$  в возбужденном состоянии, которое, в свою очередь, переходит в основное состояние, излучая резонансный квант. Излучаемые кванты попадают в рабочий кристалл, который содержит изотоп  $A_{n+1}$  в основном состоянии, и резонансно поглощаются в нем при условии выполнения эффекта Мёссбауэра и при излучении и поглощении. При этом, если, как это обычно бывает, сечение резонансного захвата  $\gamma$ -квантов в рабочем кристалле  $\sigma_{\gamma\gamma}$  много больше сечения  $n\gamma$ -захвата в промежуточной мишени  $\sigma_{n\gamma}$ , то можно ожидать, что абсолютная плотность возбужденных ядер в рабочем кристалле  $n_2^*$  будет значительно выше, чем в промежуточной мишени, —  $n_1^*$ .

Двухстадийная импульсная нейтронная накачка позволит снизить плотность нейтронного потока на 1—2 порядка и, кроме того, уменьшить разогрев рабочей среды лазера.

Если ориентироваться на то, что число активных ядер в одной лазерной игле должно составлять всего  $10^{13}$ — $10^{15}$ , то появляется возможность создания инверсной населенности при гораздо меньших потоках нейтронов. Для этого стоит только осуществить одновременно возбуждение мёссбауэровских изотопов и их перенос в приемник. Варианты типа трансплантации требуют быстрого сбора мёссбауэровских ядер, вырывааемых с поверхности за счет энергии отдачи при  $n\gamma$ -захвате. Облучение высокодисперсных сред при сечении  $\sigma_{n\gamma} \sim 10^{-20}$ — $10^{-21}$  см<sup>2</sup> и достижимых интегральных потоках за время  $\tau$  может дать  $\sim 10^{15}$  возбужденных ядер, быстрый сбор которых возможен путем перевода в молекулярные окислы и вынесения в сборник либо со сверхзвуковой газовой струей, либо путем ионизации и фокусировки электрическим полем.

Оба метода — двухступенчатой накачки и трансплантационного переноса вещества имеют существенное преимущество перед «лобовым» вариантом накачки. Здесь область  $n\gamma$ -накачки, в которой трудно устранить разогрев, и область рабочего тела  $\gamma$ -лазера, в которой происходит процесс  $\gamma$ -генерации, оказываются пространственно разделенными. В этом смысле  $\gamma$ -лазер на корот-

коживущих изомерах приближается по крайней мере технологически к  $\gamma$ -лазеру на долгоживущих изомерах.

### ГАММА-ЛАЗЕР НА ЯДРАХ С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ ВРЕМЕНЕМ ЖИЗНИ

Как-то так получилось в природе, что мёссбауэровских ядер с промежуточным временем жизни  $\tau \sim 10^{-2}—10$  с оказалось немного. К ним в первую очередь можно отнести и злополучное  $^{107}\text{Ag}$ , классический вариант наблюдения эффекта Мёссбауэра в котором пока так и не удалось осуществить. Но именно золотая середина сейчас привлекает внимание ученых, так как здесь снимаются некоторые трудности, характерные для двух крайних случаев: долгоживущих и короткоживущих изомеров.

Прежде всего сравнительно длительные времена жизни  $\tau$  позволяют снизить требуемые плотности потоков нейтронной накачки в тысячи и сотни тысяч раз. Прогресс, который наблюдается в усовершенствовании существующих и создании новых импульсных источников нейтронов, позволяет надеяться на решение проблемы накачки для таких ядер в ближайшее время. Причем в случае ядер типа  $^{107}\text{Ag}$  можно даже пользоваться циклотронным облучением протонами или  $\alpha$ -частицами. Кроме того, имеются различные предложения по накачке возбужденных состояний ядер с использованием характеристического излучения рентгеновских трубок, высокотемпературной лазерной плазмы, взрывающихся проволок, синхротронного излучения в области  $0,1—1$  Å и т. д. Совершенно новым направлением в методах создания инверсии заселенности ядерных уровней может оказаться кулоновское возбуждение ядер быстрыми заряженными частицами и ядрами. Предложения по созданию возбужденных состояний ядер все увеличиваются в числе, но, к сожалению, не имеют выхода в практику.

Как ни велико время жизни  $\tau \sim 10—10^{-2}$  с по сравнению с короткоживущими изомерами, но оно ужасно мало для осуществления процесса выращивания совершенного кристалла. А ведь надо после облучения и получения нужного изотопа выделить активные атомы, вырастить за время, меньшее  $\tau$ , кристалл и охладить его. Один из предложенных методов использует быстрое из-

влечение возбужденных ядер из мишени путем быстрого испарения ее коротким лазерным импульсом (рис. 10). Далее проводится экспрессное лазерное разделение изотопов и изомеров из газовой смеси продуктов испарения. Было предложено для малоинерционного отбора активных ядер использовать метод двухступенчатой

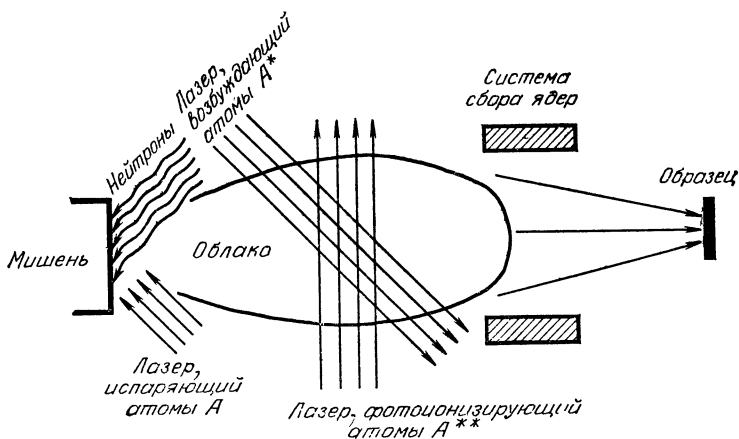


Рис. 10. Схема  $\gamma$ -лазера с использованием оптических лазеров.

ионизации, который уже зарекомендовал себя как эффективный метод при разделении других изотопов. Ядра в состоянии возбуждения  $A^*$  отличаются от ядер в основном состоянии  $A$  и от других ядер (изотопов) мишени  $B$  тем, что их электронные уровни несколько смещены по энергии. Если на такую смесь изотопов падает оптический луч со специально подобранной частотой излучения, такой, что оптические кванты резонансно поглощаются только атомами  $A^*$ , происходит переброс некоторых атомных электронов на более высокие возбужденные уровни. Таким образом, атомы, содержащие возбужденные ядра  $A^*$ , как бы еще раз метаются, ионизируются. Обозначим такие атомы через  $A^{**}$ . Именно эти атомы и следует выделить из смеси. Для этого надо осветить продукты испарения еще одним мощным источником света, который легко ионизирует атомы  $A^{**}$ , т. е. вырывает из них находящиеся на возбужденных уровнях электроны и переводит эти атомы в положительно заряженные ионы  $A^{*+}$ , что отвечает процессу фотоницизации атомов. В результате смесь содержит неионизи-



рованные атомы других изотопов и нужные для создания  $\gamma$ -лазера изотопы  $A^{**}$ . Теперь с помощью внешнего электрического поля можно направить ионы  $A^{*+}$  в сборник, где выращивается кристалл. Автором данной схемы является В. С. Летохов, создавший методику лазерного разделения радиоактивных изотопов и изомеров.

В настоящее время с помощью лазеров проводятся разделения некоторых изотопов, особенно с большими массовыми числами. Можно сказать, что необходимые для осуществления идеи разделения с помощью лазеров мёсбауэровских изомеров параметры оптических лазеров уже достигнуты.

Приведенный пример еще одного использования лазеров показывает, насколько необходимо при решении проблемы  $\gamma$ -лазера соединение усилий ученых различных направлений.

## 6. Резонаторы

Составными элементами любого лазера являются: инвертированная среда, источник накачки и, наконец, резонатор. Именно резонатору придает большое значение А. М. Прохоров в цитированной части его Нобелевской лекции. Какова роль резонатора в рентгеновском диапазоне? Это нетрудно установить по аналогии с оптикой. Резонатор должен осуществлять обратную положительную связь, что приводит к повышению добротности, улучшению монохроматичности, уменьшению расходимости луча, к изменению модовой структуры излучения, уменьшению мощности накачки. Обращение луча довольно легко осуществляется в оптике. Луч, отражаясь от зеркал, многократно проходит через активную среду без существенных потерь, что обусловлено идеальным качеством поверхности зеркал резонатора для оптической области спектра. В случае жесткого ультрафиолета трудности создания резонатора возрастают, а для рентгена остаются непреодолимыми: пока не предложено удовлетворительной системы, подобной резонатору в оптике.

Большая часть предложений связана с использованием периодических структур, но необязательно кристаллов. Возможно создание модулированной среды и искусственным способом. В частности, достигнут успех в со-

здании сверхрешеток — многослойных чередующихся пленок; можно создавать и специальные структуры с периодическим расположением примесей. Так как в области  $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$  и менее большинство веществ практически не поглощают рентгеновские или  $\gamma$ -лучи и коэффициент нормального отражения для них пренебрежимо мал, то появляются трудности при создании систем подобных оптическим. А так как для длин волн  $\lambda \sim d$  (межплоскостное расстояние) нельзя найти более приемлемое решение, чем использование совершенных кристаллов с идеальной решеткой, то и мысль исследователей первоначально пошла по этому пути.

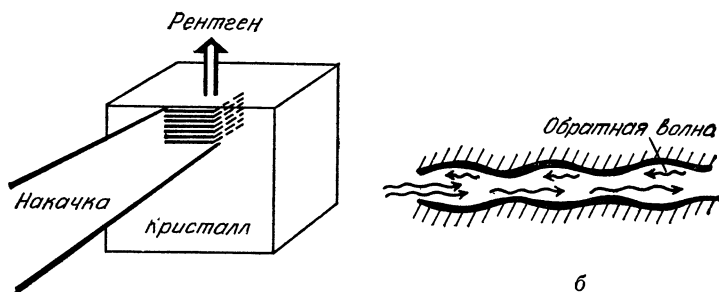
Первое предложение о создании резонатора опять исходило от Л. А. Ривлина. Кажется, что в кристалле легко осуществить замкнутую траекторию луча, используя брэгговскую дифракцию. Оценки показывают, что характеристики резонаторов, созданных на монокристаллах, для рентгеновского диапазона длин волн ничем не хуже резонаторов оптического диапазона.

Хорошо известно, что в совершенных монокристаллах при выполнении условия Вульфа-Брэгга  $2d\sin\Theta = n\lambda$ , где  $\Theta$  — угол дифракции,  $n=1, 2, \dots$  — порядок отражения, наблюдается отражение под углом  $\Theta$ . Чем выше  $n$ , тем больше  $\Theta$ . При  $2\Theta = 180^\circ$ , т. е. тогда, когда  $d = n\lambda/2$ , возможно обратное отражение.

Отсюда следует, что распределенная обратная связь для рентгеновских лучей может быть достигнута соответствующим подбором кристалла и длины волны. В рентгене — это характеристическое излучение, возбуждаемое электронной бомбардировкой (накачкой). В изображенном на рис. 11, а устройстве волны пробегают  $10^2$ — $10^3$  ячеек за время жизни рентгеновской флуоресценции  $\sim 10^{-14}$ — $10^{-15}$  с. В подобной периодической среде возможно сильное ослабление фотопоглощения, которое связано с когерентной суперпозицией волн, приводящей к образованию узлов напряженности электрического поля в местах нахождения наиболее поглощающих атомов.

Второй вариант объемных резонаторов был предложен на основе использования естественных полостей кристаллов-цеолитов. Эти кристаллы представляют собой алюмосиликатные пористые структуры, образующие так называемые молекулярные «ситы» с каналами от 3 до  $10 \text{ \AA}$ , которые соединяют полости до  $25 \text{ \AA}$ . На

рис. 11, б изображено сечение вдоль канала. Распределенная обратная связь обеспечивается за счет периодического изменения поперечного сечения каналов и дифракционного рассеяния квантов на их внутренней поверхности. В такой системе возможно осуществление сильной распределенной обратной связи, необходимой



а

Рис. 11. а — рентгеновский резонатор в совершенном кристалле; б — рентгеновский резонатор с распределенной обратной связью на основе кристаллов цеолитов.

для поддержания автоколебаний. Экспериментальные работы в этом направлении отсутствуют, поэтому более реальными кажутся чисто брэгговские кольцевые системы. На рис. 12 приведена одна из возможных схем, включающая активный кристалл, в котором при выполнении условия дифракции осуществляется эффект Бормана.

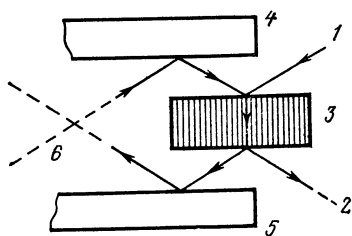


Рис. 12. Ввод и вывод мощности по Борману в рентгеновском резонаторе.

Луч 1 проходит через кристалл 3, отражается от кристаллов 4, 5 в соответствии с законом Брэгга; 2 — луч, выходящий из резонатора, 6 — обратный луч.

Известно, что существует высокая эффективность отражения рентгеновских или  $\gamma$ -лучей (коэффициент отражения от совершенного монокристалла близок к 1). Имеются достоверные данные о 95% эффективности отражения параллельного пучка излучения  $\text{CuK}_\alpha$  от плоскости отражения (220) совершенного кристалла герма-

ния в том случае, когда поляризация излучения перпендикулярна плоскости рассеяния. В сообщении П. А. Брызганяна и других на последней конференции по нелинейной оптике (Новосибирск, 1977) было показано, что рентгеновский луч в кольцевом резонаторе не затухает после нескольких отражений, а линия значительно суживается.

С практической точки зрения необходимо иметь резонатор для любой длины волны. Этой цели служит перестраиваемый резонатор Коттериля, в котором используется четное число отражателей с двойными параллельными парами кристаллов. Число используемых пар  $N$  определяется из неравенства  $N \cdot 2\Theta > 180$ . Симметрия траектории не зависит от  $\Theta$ , и резонатор можно построить на любую длину волны.

Пока нет видимых физических причин, запрещающих или делающих невозможным построение высокодобротных резонаторов в рентгеновском диапазоне. Технически задача является сложной, но разрешимой при современной технологии получения совершенных кристаллов и их обработки.

Имея много общего, резонаторы рентгеновского диапазона длин волн будут различны для  $\gamma$ - и рентгеновского лазера. Как уже указывалось, в резонаторах для  $\gamma$ -лучей становится возможным использование двух эффектов: подавления и перераспределения продуктов ядерных реакций в кристаллах наряду с эффектом Борманна. Новым является также включение в резонатор мёссбауэровских ядер, накачка которых возможна только после создания рентгеновского лазера. Каково же положение с рентгеновским лазером?

Методами нелинейной оптики, по всей вероятности, скоро можно будет получить рентгеновское лазерное излучение теоретически предельных значений:  $\lambda = 100 - 300 \text{ \AA}$ . Это, как говорится, верный путь.

Большие надежды возлагаются также на использование в качестве рабочей среды полностью ионизированной плазмы. Полностью ионизированная плазма является наиболее близким аналогом прозрачной среды, непрозрачность ее может быть вызвана только комптоновским рассеянием.

Использование плазмы снимает вопросы, связанные с поглощением рентгеновского излучения в среде. Времена жизни для разрешенных рентгеновских переходов

имеют порядок  $10^{-15} \lambda^2$  с, следовательно, для перехода с энергией в 10 кэВ ( $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$ ) время жизни  $\tau \sim 10^{-15}$  с. Очень короткое радиационное время жизни требует очень высоких мощностей и плотности мощности накачки. Например, для указанной длины волны нужно затратить примерно около одного ватта на атом, чтобы возбудить рентгеновский переход.

Использование резонаторов типа кристаллических отражателей, установленных под углом дифракции, наталкивается на поглощение в кристаллах, и, кроме того, снижается эффективность усиления, так как время одного пробега по кругу больше  $\tau$ . Усиление рентгеновских лучей при прохождении через активную среду за один проход должно быть больше, чем при наличии кольцевого резонатора. Понятно, что диаметр рабочей области должен быть мал по сравнению с ее длиной, тогда усиление в поперечном направлении будет достаточно слабо.

В связи с коротким временем жизни возбужденных состояний в активной среде рентгеновского лазера и очень высокими плотностями накачки пучок накачки такого лазера должен сканироваться вдоль активной среды со скоростью света, чтобы требуемая энергия была минимальной. Источником накачки может служить сфокусированный лазерный пучок или рентгеновские лучи, которые возникают при фокусировке лазера на мишень с достаточно высоким зарядом.

На рис. 13 приведена схема рентгеновского лазера и соответствующей системы накачки. Пикосекундный лазерный импульс 1 от задающей системы «генератор-предусилитель» разделяется на части с помощью расщепителей пучка 3 и после усилителей 2 попадает на рентгеновскую лазерную мишень. Импульсы следуют друг за другом, двигаясь вдоль оси со скоростью света и вызывая сверхмощную тепловую волну. Концентрическая цилиндрическая мишень фокусирует на рентгеновскую лазерную среду радиальные ударные волны, которые создают необходимые вакансии на внутренних орбитах атомов.

Лазер с длиной волны короче  $1 \text{ \AA}$  должен накачиваться лазером с мощностью больше  $10^{12}$  Вт, причем точность сборки всей системы должна быть велика, так как лазерный луч накачки, сфокусированный до пятна размером меньше 30 мкм, при сканировании не должен

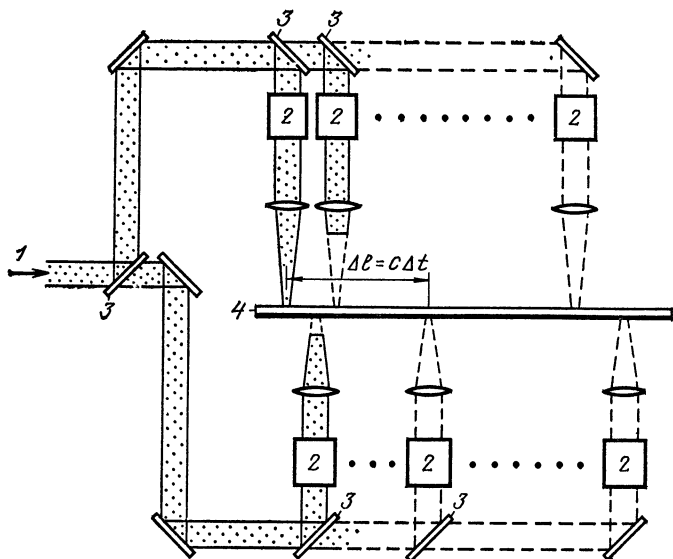


Рис. 13. Схема рентгеновского лазера.

«соскальзывать» с цилиндра. Работы в области лазерного термояда привели к созданию лазерных импульсов мощностью около  $10^{12}$  Вт и длительностью  $10^{-10}$  с. Создание ультракоротких импульсов порядка времени жизни инверсной населенности позволяет надеяться на создание рентгеновского лазера по описанной выше схеме, предложенной Дж. Чаплиным и Л. Вудом. Интересным в этом плане является последнее сообщение В. С. Летохова с сотрудниками, которые наблюдали аномалии интенсивности в области  $\lambda \sim 60-80$  Å на переходах семикратно ионизированного хлора при ступенчатом нагреве плазмы ультракороткими лазерными импульсами.

Таким образом, основное направление исследований в области рентгеновского лазера будет связано с дальнейшим повышением мощности оптических лазеров и сопровождаться тщательными спектроскопическими исследованиями атомов и ионов, находящихся в сильных лазерных полях.

## 7. Возможные применения γ-лазеров

Если γ-лазер еще не создан, то можно ли предсказать его применение? Да, это вполне возможно. Стоит только расширить области применения рентгеновского и γ-излучений с учетом новых свойств лазерных источников. Если считать, что свойства лазерных источников света достаточно поняты, то чтобы предсказать новые применения, следует создать некий гибрид на основе некогерентных источников рентгеновского диапазона и лазеров.

Чтобы представить себе области применений γ-лазеров, достаточно знать характеристики их излучения: энергию, степень монохроматичности, спектральный состав, направленность излучения, мощность, стабильность, когерентность, степень поляризации, длительность импульса, возможности изменять частоту излучения и т. д. Одним словом, это характерные параметры любого лазерного устройства.

Первая область применений обусловлена общим свойством «всепроникающего» излучения рентгеновского диапазона с короткой длиной волны. Длина волны γ-излучения соизмерима с межатомными расстояниями в решетке кристаллов, периодическое строение которых создает естественную дифракционную решетку. Явления дифракции хорошо известны для рентгеновских лучей, электронов, нейтронов, теперь и для мёссбауэровского γ-излучения. Существует раздел рентгеновской оптики, изучающий форму и размеры пор, трещин, дефектов, дислокаций и, наконец, расположения атомов в объекте исследований.

Многие современные представления об атомной и магнитной структуре веществ базируются на результатах, полученных дифракционными методами. Достигнут колоссальный прогресс в изучении структуры кристаллов: полностью автоматизирован процесс набора интенсивностей отражений излучения от плоскостей кристаллов вплоть до последующей обработки этих данных на ЭВМ. Недалек тот день, когда исследователь будет устанавливать на приборе кристалл и получать готовую модель структуры на выходе печатающего устройства ЭВМ. Но один из узлов этого мощного современного

агрегата, по сути дела, остается в первозданном состоянии, существовавшем еще во времена Рентгена. Основными источниками излучения в рентгеновском диапазоне длин волн продолжают оставаться рентгеновские трубки, правда, в самое последнее время, на помощь им пришли циклические ускорители электронов — синхротроны, увеличивается удельная активность  $\gamma$ -излучателей. Для всех подобных источников характерно малое число квантов, излучаемых за единицу времени в единицу спектрального интервала и в единицу телесного угла, иначе, их малая спектральная мощность.

Современный ритм производства не может мириться с тем, что анализ фазового или химического состава вещества длится иногда дольше технологического процесса его получения. Смена некогерентного излучения существующих источников на  $\gamma$ -лазер позволит проводить ранее недоступные химические анализы, например дистанционный химический анализ. Известно, что под действием рентгеновских и  $\gamma$ -лучей атомы и молекулы вещества возбуждаются и начинают излучать волны, которые характеризуют данный химический элемент.

Явление флуоресценции используется для проведения неразрушающего химического анализа. Это явление использовалось для анализа лунной поверхности с помощью космических аппаратов типа «Луноход». Но при работе «Лунохода» расстояние отсчитывалось сантиметрами, тогда как мощные источники позволят изучать строение космических тел на более значительных расстояниях. Исследовательские работы, например, по изучению структуры кристаллов, длятся еще дольше. Особенно желательно проводить быстро и без разрушения исследование «живых» объектов — структуры белковых молекул. С появлением лазеров рентгеновского диапазона длин волн время, затрачиваемое на эксперимент, должно сократиться в сотни и тысячи раз, изменится и качество получаемой информации: она станет более определенной. Известно, что мощность современных рентгеновских аппаратов с трубками с вращающимся анодом близка к предельной  $\sim 100$  кВт, что составляет около 100 Вт полезной мощности. Тогда как, по самым скромным оценкам, мощность  $\gamma$ -лазеров, снятая с одного кубического сантиметра рабочего тела, составит  $10^5$ — $10^{10}$  Вт.

Столь большая мощность  $\gamma$ -лазеров в сочетании с



высокими спектральными характеристиками позволит реализовать голографические методы в рентгеновском диапазоне. Поэтому, одним из возможных применений  $\gamma$ -лазера может стать  $\gamma$ -резонансная голография, которая будет иметь ряд особенностей по сравнению с рентгеновской голографией. Молекулярная или атомная голография представляется как возможность объемного видения молекулярной структуры или атомной решетки. Существующие рентгеновские методы изучения структуры кристаллов восстанавливают изображение с помощью ЭВМ, которая, суммируя ряды Фурье с коэффициентами, отвечающими эксперименту, дает изображение электронной плотности  $\rho(x, y, z)$ . Максимумы распределений  $\rho(x, y, z)$  отвечают положению атомов в решетке кристалла.

Было бы очень заманчиво использовать традиционную голографию, т. е. фиксировать, запоминать, а затем восстанавливать волну, отраженную объектом, используя когерентные свойства  $\gamma$ -лазера.  $\gamma$ -голограмма, освещенная лучом лазера, давала бы реальное (объемное!) изображение молекулы.

В этом плане интересно предложение В. И. Гольданского и В. А. Намиота по использованию виброинтерференции для фиксации фазы рассеянного мёссбауэровского  $\gamma$ -излучения, а в дальнейшем излучения  $\gamma$ -лазера.

Гамма-лазер, можно полагать, окажется полезным для локации объектов по отраженному от них электромагнитному сигналу. Возможно, что первыми такими объектами станут небесные тела. Луч  $\gamma$ -лазера по оптическому световоду может быть направлен в труднодоступные части машин и органов человека для получения мгновенной фотографии при просвечивании или для облучения. Биологические применения могут быть особенно эффективными, если будет изучаться кинетика движений, например, мышц. Известно использование радиоактивных изотопов типа  $^{60}\text{Co}$  при посадке самолетов, поэтому  $\gamma$ -лазер здесь станет не менее надежным устройством для обеспечения безопасности.

Появление  $\gamma$ -лазеров высокой мощности даст возможность получить такую напряженность электрического поля световой волны в пучке, что она окажется сравнимой не только с электрическими силами, обуславливающими химические связи, но даже с величиной внутриатомных полей. При распространении такой волны в

среде может произойти изменение свойств последней, и она станет воздействовать на характеристики  $\gamma$ -луча. Возможно, что эффект изменения свойств вещества под воздействием  $\gamma$ -лазера приведет к созданию нелинейной  $\gamma$ -оптики. Появятся генераторы  $\gamma$ -излучения другой, более жесткой частоты, чем первоначальная.

Использование  $\gamma$ -лазеров может идти по пути их применений для разрыва молекулярных связей и создания новых материалов, проведения ядерных превращений, передачи информации и даже энергии с космических атомных станций. В США был предложен проект посылки космического корабля, в гигантский парус которого направлен луч  $\gamma$ -лазера. Предложений по применению  $\gamma$ -лазеров, пожалуй, еще больше, чем предложенных моделей  $\gamma$ -лазера. Очевидно, что  $\gamma$ -лазер без работы не останется!

## Заключение

Как выглядит в настоящее время положение с созданием  $\gamma$ -лазера? Можно ли подвести итоги более чем 15-летней работы в этом направлении? Кое-что можно и подытожить. Важным явилось проявление нового интереса к проблеме  $\gamma$ -лазера в начале 70-х годов. Благодаря деятельности советских ученых были намечены пути не только по созданию новых моделей  $\gamma$ -лазеров, но главное и по практической реализации исследований, указаны направления, в которых предстоит работать.

Пользуясь обобщенным опытом этих лет, можно сформулировать некоторые главные задачи, связанные с проблемой создания  $\gamma$ -лазера.

В первую очередь, естественно, должны быть продолжены теоретические исследования, использующие в качестве основы ранее предложенные модели  $\gamma$ -лазеров. Высокая стоимость опытов по созданию  $\gamma$ -лазера требует дальнейшего развития математического моделирования  $\gamma$ -лазера, анализа схем  $\gamma$ -переходов, решения проблемы сужения мессбауэровских линий в условиях радиочастотных и ультразвуковых полей.

С точки зрения теории наибольший интерес представляет изучение кинетики процесса усиления спонтанного излучения ядер в первоначально возбужденной среде. Следует выделить работу А. В. Андреева (аспирант

Р. В. Хохлова), посвященную рассмотрению суперфлуоресцентной кинетики  $\gamma$ -лазера. В этой статье оценена возможность дикковского сверхизлучения в  $\gamma$ -диапазоне.

Так как в области теоретических исследований явно ощущается недостаток в новых экспериментальных данных, то можно предполагать, что проблема создания  $\gamma$ -лазера в ближайшие годы станет полем активной деятельности экспериментаторов, в первую очередь тех, кто занимается радиоспектроскопическими и ультразвуковыми методами сужения мёссбауэровских линий. Займет определенное место в экспериментальных исследованиях наблюдение эффекта Мёссбауэра на узких и сверхузких резонансах типа  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{109}\text{Ag}$  и других, описанных в настоящей брошюре. Получат дальнейшее развитие исследования решеточных эффектов, наблюдаемых при взаимодействии мёссбауэровских  $\gamma$ -квантов с кристаллами: подавления ядерных реакций и перераспределения продуктов ядерных реакций в кристаллах. Вероятно,  $\gamma$ -спектроскопия расширит экспериментальные исследования по систематике ядерных уровней в области до 200 кэВ, ибо, как показывают опыты по  $^{73}\text{Ge}$ , успех в значительной степени зависит от более точного исследования  $\gamma$ -спектров.

В свою очередь, прецизионные исследования  $\gamma$ -спектров зависят от развития техники регистрации  $\gamma$ -излучения. Значительное влияние на прогресс в области создания когерентных  $\gamma$ -источников может оказать появление импульсных источников нейтронного излучения высокой интенсивности (до  $10^{18}$  нейтрон/с·см<sup>2</sup> и более), использование синхротронного излучения для изучения ядерных резонансов и в качестве накачки рентгеновских и  $\gamma$ -уровней.

Быстрое получение необходимых для создания  $\gamma$ -лазеров совершенных кристаллов из радиоактивных материалов требует дальнейшего совершенствования скоростного способа разделения изотопов и изомеров с помощью лазеров, а также эпитаксиального способа выращивания радиоактивных монокристаллов из газовой фазы.

Сейчас непрерывно идет и должен продолжаться поиск материалов или веществ для создания рабочего тела  $\gamma$ -лазера. Так, сравнительно недавно в Ливерморской лаборатории (США) с помощью ЭВМ был проведен поиск таких  $\gamma$ -переходов, энергию и времена жизни

которых можно использовать для создания  $\gamma$ -лазера при нейтронной или двухступенчатой накачке. Было найдено 22 подходящих изотопа, некоторые из них приведены в таблице. Критерием отбора служила величина  $B = \frac{\lambda^2}{8\pi} \cdot \frac{1}{\sigma_a (1+\alpha)}$ , где  $\sigma_a$  — сумма сечений фотоэлектрического и комптоновского рассеяния.

Изотоп	E, кэВ	$\sigma_{\text{макс}},$ $10^4$ барн	$\alpha$	$\tau_0$ , мин	Тип пере- хода
$^{60}\text{mCo}$	59	18	41	11	M3
$^{75}\text{mSe}$	96	5	7	4	E3
$^{81}\text{mSe}$	103	6	9	57	E3
$^{77}\text{mBr}$	108	5	6	4	E3
$^{99}\text{mTc}$	143	3	30	350	M4

Создание  $\gamma$ -лазеров немёссбауэровского типа возможно. Такие предложения имеются в литературе. В частности, есть предложение о создании  $\gamma$ -лазера на основе вынужденного рассеяния. А возможное существование космических мазеров в сантиметровом и миллиметровом диапазонах, естественно, подводит к вопросу о существовании аналогичных явлений в рентгеновской и  $\gamma$ -областях электромагнитного излучения в естественных астрофизических условиях. Сравнительно недавно появились сообщения о наблюдении грандиозных по мощности космических вспышек длительностью от долей секунды до одной минуты с энергией  $\gamma$ -квантов от 0,05 до 1,5 МэВ. Механизм их возникновения пока неясен. Быстрое изменение со временем всплесков  $\gamma$ -излучения говорит о нетепловом характере излучения. Возможно, что нечто вроде  $\gamma$ -лазера существует в космосе.

Вуд и Чаплин предложили еще один путь создания немёссбауэровского  $\gamma$ -лазера с накачкой быстрыми нейтронами от поджигаемой лазером термоядерной дейтерий-тритиевой реакции. Однако наличие паразитных процессов поглощения  $\gamma$ -квантов, комптоновское рассеяние и обратное тормозное излучение делают такой вариант  $\gamma$ -лазера мало вероятным.

При полной поляризации ядер возможно значительное изменение диаграммы направленности  $\gamma$ -излучения. Однако это направление исследований еще недостаточно

разработано, чтобы судить об его эффективности в предложенных моделях  $\gamma$ -лазера, но очевидно, что поляризация ядер может стать особенно важной при создании немёссбауэровского  $\gamma$ -лазера.

Продвижение в рентгеновский и  $\gamma$ -диапазоны лазеров сопряжено со множеством технических трудностей, которые можно преодолеть при современном развитии науки. В проблеме создания  $\gamma$ -лазера фокусируются все современные достижения физики, химии, металлургии, инженерии. Возможно, что победа над  $\gamma$ -лазером произойдет в XXI в. Тем интереснее почувствовать дух борьбы сегодня и ощутить то, что будет завтра.

## **К вопросу о возможности создания $\gamma$ -лазера на основе радиоактивных кристаллов<sup>1</sup>**

*Р. В. Хохлов*

Возможность создания  $\gamma$ -лазеров на основе использования мёссбауэровского излучения без отдачи энергии ядрам в кристаллах неоднократно обсуждалась в литературе [1—7]. В результате этого обсуждения выявились серьезные трудности, стоящие на пути реализации  $\gamma$ -лазера, из-за которых, насколько известно автору, серьезных попыток его осуществления до сих пор не предпринималось.

Настоящая статья посвящена развитию работ [1—7], в которых показывается принципиальная возможность создания  $\gamma$ -лазера на основе кристаллов, состоящих из долгоживущих ядерных изомеров.

---

<sup>1</sup> Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 9, стр. 580—583, 5 мая 1972 г.

При падении на возбужденное ядро резонансного  $\gamma$ -кванта эффективное сечение  $\sigma$  вынужденного испускания ядром нового  $\gamma$ -кванта, когерентного с падающим, описывается формулой Брейта — Вигнера [1—3]:

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{1+2I_2}{1+2I_1} \cdot f \cdot \frac{1}{\Gamma\tau} \cdot \frac{1}{1+\alpha}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения,  $I_2$  и  $I_1$  — спины верхнего и нижнего состояний ядра,  $f$  — вероятность испускания  $\gamma$ -кванта без отдачи энергии ядру,  $\Gamma$  — ширина линии испускания,  $\tau$  — время жизни возбужденного состояния, а  $\alpha$  — коэффициент внутренней конверсии.

Коэффициент усиления излучения  $\beta$  равен:

$$\beta = \sigma N, \quad (2)$$

где  $N$  — разность числа возбужденных ядер и ядер, находящихся на нижнем рабочем уровне.

Оценим факторы, определяющие величину коэффициента усиления.

При обогащении кристалла возбужденными ядрами, существенно превышающем 50%, значение  $N$  равно по порядку  $10^{22}$  см $^{-3}$ . Имея в виду переходы без отдачи энергии, величину  $\lambda$  следует взять порядка  $1-3 \cdot 10^{-9}$  см, а  $f$  — порядка единицы. Предполагая также, что переход не сильно конвертирован, можно в качестве оценки принять

$$\beta = (10^3-10^4) \frac{1}{\Gamma\tau}, \quad (3)$$

Для того чтобы вынужденное испускание  $\gamma$ -квантов имело бы место, нужно, чтобы коэффициент усиления  $\beta$  превосходил бы коэффициент поглощения  $\delta$ , который равен по порядку  $1$  см $^{-1}$ . Таким образом, для получения вынужденного  $\gamma$ -излучения необходимо, чтобы ширина линии испускания  $\Gamma$  превосходила бы естественную ширину  $\Gamma_0 = 1/\tau$  не более чем на три-четыре порядка величины.

Для приготовления кристалла, удовлетворяющего сформулированным ниже условиям, необходимо, по-видимому, время порядка нескольких дней, что налагает требование на времена жизни возбужденных состояний  $\tau \geq 10^6$  сек.

В мёссбауэровской спектроскопии, в которой исполь-

зуются короткоживущие возбужденные состояния  $\tau < 10^{-6}$  сек, параметр  $\Gamma$  равен по порядку единице. Для долгоживущих состояний линия уширяется и перестает зависеть от времени жизни. Экспериментальных работ по изучению уширения спектральных линий долгоживущих состояний почти нет. Исключение составляет работа [8], в которой для 93 кэВ перехода ядра  $^{107}\text{Ag}$  со временем жизни 44 сек было косвенно измерено значение  $\Gamma\tau \approx 10^6$ .

Следует отметить, что измерения относительно небольших уширений долгоживущих переходов невозможно проводить обычными методами мёссбауэровской спектроскопии. Поэтому необходима разработка новых методов, один из которых предложен в [9]. Он основан на различии в вероятностях излучения из-за гравитационного смещения частоты в вертикальном и горизонтальном направлениях ядер, находящихся в одном и том же кристалле.

Так же, как и в оптике, необходимо различать однородные и неоднородные уширения линий. Различные квазистатические случайные условия, в которых находятся разные участки кристалла (температура, механические напряжения, гравитационный потенциал и т. п.), приводят к неоднородному уширению линии. В экспериментах [8] уширение линии являлось, по-видимому, неоднородным. Такое уширение, по крайней мере принципиально, может быть устранено. Поэтому первое условие, которому должен удовлетворять кристалл для  $\gamma$ -лазера, — отсутствие (или минимум) дефектов, однородность температуры и т. д. Быстрые флуктуации электронных состояний атомов, колебания атомов в кристаллической решетке и т. п. являются причиной неоднородного уширения. Теоретические исследования однородных уширений [10—14] показывают, что и в бездефектном кристалле при низких температурах уширение может быть сведено до значений  $\Gamma\tau = 10 \div 10^2$  и даже меньших.

Таким образом, теоретические оценки показывают принципиальную возможность создания  $\gamma$ -лазеров на основе использования долгоживущих изомеров. Для отыскания подходящих для этого ядерных переходов необходимы систематические экспериментальные исследования сверхузких линий  $\gamma$ -излучения методами, отличными от мёссбауэровских.

Автор выражает благодарность Р. Н. Кузьмину, И. И. Собельману и В. С. Шпинелю за плодотворное обсуждение вопросов, изложенных в настоящей статье.

**Московский  
государственный университет  
им. М. В. Ломоносова**

Поступила в редакцию  
6 апреля 1972 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Л. А. Ривлин. Заявка на изобретение № 709414 от января 1961 г.; № 710508 от 1 апреля 1961 г.
- [2] W. Vali, V. Vali. Proc. IEEE, **51**, 182, 1963.
- [3] C. C. Baldwin et al. Proc. IEEF, **51**, 849, 1963.
- [4] Б. В. Чириков. ЖЭТФ, **44**, 2016, 1963.
- [5] Д. Ф. Зарецкий, В. В. Ломоносов. ЖЭТФ, **48**, 368, 1965.
- [6] J. H. Terhune, C. C. Baldwin, Phys. Rev. Lett., **14**, 589, 1965.
- [7] А. М. Афанасьев, Ю. Каган. Письма в ЖЭТФ, **2**, 130, 1965.
- [8] Г. Е. Бизина и др. ЖЭТФ, **45**, 1408, 1963.
- [9] C. A. Mead. Phys. Rev., **143**, 990, 1966.
- [10] R. H. Silsbee. Phys. Rev., **128**, 1726, 1964.
- [11] М. А. Кривоглаз. ФТТ, **6**, 1707, 1964.
- [12] Ю. Каган. ЖЭТФ, **47**, 366, 1964.
- [13] А. М. Афанасьев, Ю. Каган. ЖЭТФ, **45**, 1660, 1963.
- [14] Ю. Каган, А. М. Афанасьев. ЖЭТФ, **47**, 1108, 1964.



## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	3
Введение . . . . .	5
1. Общие черты лазеров . . . . .	8
2. Гамма-резонансная флуоресценция . . . . .	14
3. Эффект Мёссбауэра . . . . .	16
4. Долгоживущие изомеры . . . . .	22
Наблюдение $\gamma$ -резонансной флуоресценции	
на изотопах серебра . . . . .	23
Эффект Мёссбауэра в $^{73}\text{Ge}$ . . . . .	27
Эффект Мёссбауэра на ядрах $^{67}\text{Zn}$ . . . . .	29
Эффект Мёссбауэра на ядрах $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	31
5. Гамма-лазер на мёссбауэровских ядрах . . . . .	33
Гамма-лазер на долгоживущих изомерах . . . . .	37
Гамма-лазер на основе ядер с короткожи-	
вущими изомерными состояниями . . . . .	42
Гамма-лазер на ядрах с промежуточным	
временем жизни . . . . .	46
6. Резонаторы . . . . .	48
7. Возможные применения $\gamma$ -лазеров . . . . .	54
Заключение . . . . .	57
К вопросу о возможности создания $\gamma$ -лазера на	
основе радиоактивных кристаллов Р. В. Хохлов . . . . .	60

*Рунар Николаевич Кузьмин*

### ГАММА-ЛАЗЕРЫ: НОВЫЕ ИДЕИ

Гл. отраслевой редактор *В. П. Демьянов*

Редактор *К. А. Кутузова*

Мл. редактор *Т. И. Полякова*

Обложка художника *В. Фатехова*

Худож. редактор *М. А. Гусева*

Техн. редактор *Т. В. Пичугина*

Корректор *В. В. Каночкина*

ИБ 1038

Т 21912. Индекс заказа 74001. Сдано в набор 10/X-77 г. Подписа-  
но к печати 16/XII-77 г. Формат бумаги  $84 \times 108^{1/32}$ . Бумага ти-  
пографская № 3. Бум. л. 1,0. Печ. л. 2,0. Усл. печ. л. 3,36. Уч.-  
изд. л. 3,32. Тираж 50 000 экз. Издательство «Знание». 101835,  
Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Заказ 1773. Типография  
Всесоюзного общества «Знание». Москва, Центр, Новая пл.,  
д. 3/4.  
Цена 11 коп.

