

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

Санкт-Петербургский  
государственный университет аэрокосмического приборостроения

---

## **КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ**

Учебное пособие

Санкт-Петербург  
2003

Составители: О.Ю. Платонов, Б.А. Аюков, А.Ю. Мельникова

Рецензенты: Научный Совет по прикладной радиофизике СПбНЦ  
РАН;

д.т.н. профессор Корниенко А.А.

В предлагаемом учебном пособии «Квантовые приборы СВЧ» рассмотрены физические основы работы квантовых приборов, предназначенных для генерации, усиления и преобразования электромагнитных сигналов СВЧ диапазона. Приведены приближенные методы анализа работы квантовых приборов СВЧ, представлены их конструкции.

Учебное пособие рекомендуется для подготовки студентов всех форм обучения по следующим специальностям: «Лазерные системы в ракетной технике и космонавтике» 131200, «Радиотехника» 200700 и 552500, «Техническая эксплуатация транспортного радиооборудования» 201300, «Промышленная электроника» 200400, «Аудивизуальная техника» 201400, «Радиоэлектронные системы» 201600, «Эксплуатация авиационной и космической техники» 552000 и др.

Учебное пособие подготовлено к публикации кафедрой антенн и эксплуатации радиоэлектронной аппаратуры радиотехнического факультета Санкт-Петербургского государственного университета аэрокосмического приборостроения.

Санкт-Петербургский  
государственный университет  
аэрокосмического приборостроения, 2003

О.Ю. Платонов, Б.А. Аюков,  
А.Ю. Мельникова, 2003

Оформление обложки Ю.В. Груненко, 2003

# **1. ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В КВАНТОВЫХ ПРИБОРАХ**

## **1.1. Населенности энергетических уровней при термодинамическом равновесии**

Для усиления и генерирования электромагнитных колебаний наряду с электровакуумными и полупроводниковыми приборами используются квантовые приборы, действие которых основано на взаимодействии электромагнитного поля с микрочастицами вещества (например, атомами, молекулами, ионами). С помощью квантовых приборов удалось решить ряд важных радиотехнических задач:

- усиление очень слабых сигналов СВЧ, которые невозможно выделить из собственных шумов в других типах приборов;
- генерация электромагнитных колебаний СВЧ, обладающих чрезвычайно высокой стабильностью частоты, недостижимой при использовании других приборов;
- генерация когерентных электромагнитных колебаний в оптическом диапазоне, в котором не могут работать электронные приборы.

Усиление электромагнитных колебаний в квантовых приборах происходит за счет внутренней энергии микрочастиц, которая передается ими электромагнитному полю при переходах между энергетическими уровнями.

Структура энергетического спектра микрочастицы (относительное расположение энергетических уровней) зависит как от ее внутренних свойств, так и от условий, в которых она находится: наличия соседних микрочастиц, электрического и магнитного полей; температуры окружающей среды и т.п. Структура энергетического спектра ансамбля (совокупности) слабо взаимодействующих между собой микрочастиц близка к структуре энергетического спектра изолированной микрочастицы.

Некоторому значению энергии может соответствовать одно или несколько состояний микрочастицы. Для описания состояний микрочастицы вводятся квантовые числа. Они характеризуют угловой механический момент атома (квантовое число  $J$ ), магнитный момент атома (магнитное квантовое число  $m_J$ ) и т.д. Если одному и тому же значению энергии атома соответствуют различные состояния, отличающиеся друг от друга значениями описывающих их квантовых чисел, то такой уровень называется вырожденным. Число различных состояний, соответствующих

вырожденному уровню, характеризуется кратностью вырождения этого уровня.

Если микрочастица испытывает воздействие, например, магнитного поля, то вырожденные состояния в новых условиях могут различаться своими энергиями. В этом заключается явление расщепления вырожденного уровня на несколько подуровней с различными энергиями (снятие вырождения).

Так как в квантовых приборах используются не изолированные микрочастицы, а их ансамбли в виде газов, кристаллических или стеклянных образцов и др., то необходимо знать населенности различных уровней. Под населенностью уровня понимается количество микрочастиц в  $1 \text{ см}^3$  вещества с энергией, соответствующей этому уровню. Населенность  $n_i^0$   $i$ -го невырожденного уровня ансамбля из  $N$  микрочастиц при термодинамическом равновесии (под термодинамическим равновесием понимается состояние системы, которая не взаимодействует с окружающей средой и параметры которой не зависят от времени) определяется законом Больцмана

$$n_i^0 = N \frac{\exp(-\frac{W_i}{kT})}{\sum_m \exp(-\frac{W_m}{kT})}, \quad (1.1)$$

где  $W_i$  – энергия  $i$ -го уровня;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  (Дж/К) – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура. Индекс 0 в обозначении населенности указывает, что она относится к состоянию термодинамического равновесия. Суммирование в формуле (1.1) проводится по всем уровням рассматриваемого ансамбля микрочастиц.

Из приведенной формулы следует, что чем выше энергия уровня, тем меньше его населенность. Отношение населенности двух энергетических уровней  $j$  и  $i$  ( $W_j > W_i$ ) равно

$$\frac{n_j^0}{n_i^0} = \exp(-\frac{W_j - W_i}{kT}). \quad (1.2)$$

На рис. 1.1 показан график равновесного распределения населенностей для некоторого числа дискретных уровней ансамбля микрочастиц. По оси ординат откладываются значения энергии  $W$ , а по оси абсцисс – населенности уровней  $n$ . Здесь же пунктиром показано другое равновесное распределение населенностей у той же самой системы микрочастиц, но при другой температуре  $T_2 > T_1$ . Из рис. 1.1 и формулы (1.2) видно, что с возрастанием температуры

увеличивается населенность верхних энергетических уровней за счет уменьшения населенности нижних уровней.

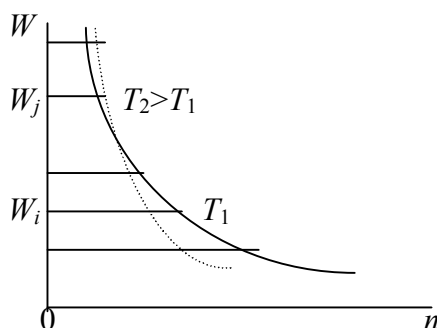


Рис. 1.1. Распределение населенностей для некоторого числа дискретных уровней ансамбля микрочастиц

## 1.2. Переходы микрочастиц между энергетическими уровнями

Микрочастицы могут переходить с одних энергетических уровней на другие самопроизвольно (без воздействия каких-либо внешних факторов), под влиянием внешнего электромагнитного поля и в результате взаимодействия со своим окружением (другими микрочастицами, кристаллической решеткой и т.д.). Соответственно различают три вида переходов: спонтанные, вынужденные и безызлучательные релаксационные. Рассмотрим их основные особенности.

### 1.2.1. Спонтанные переходы

Спонтанно, т.е. самопроизвольно, микрочастицы могут переходить только с более высоких энергетических уровней на низшие. При спонтанном переходе микрочастицы с уровня  $W_j$  на уровень  $W_i$  происходит излучение кванта электромагнитной энергии  $\Delta W_{ji} = W_j - W_i$ . Частота излучения определяется известным условием частот Бора (3-й постулат Бора)

$$f_{ji} = \frac{W_j - W_i}{h}, \quad (1.3)$$

где  $h = 6.62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка.

Кванты поля, испускаемые при спонтанных переходах, имеют случайные поляризацию и направление распространения. Поэтому спонтанное излучение проявляется как шумы. Число спонтанных переходов с уровня  $W_j$  на уровень  $W_i$  за время  $dt$  пропорционально населенности верхнего уровня  $n_j$  и интервалу времени  $dt$

$$dn_{ji}^{cn} = A_{ji} n_j dt. \quad (1.4)$$

Коэффициент пропорциональности  $A_{ji}$  называется коэффициентом Эйнштейна для спонтанного излучения. Он имеет смысл вероятности спонтанного перехода  $W_j \rightarrow W_i$  в 1 секунду в расчете на 1 микрочастицу. Значение этого коэффициента определяется внутренними свойствами микрочастиц. Его размерность – 1/с. Согласно (1.4) коэффициент Эйнштейна  $A_{ji}$  равен отношению числа микрочастиц, совершающих спонтанный переход  $W_j \rightarrow W_i$  за 1 секунду, к населенности верхнего уровня  $W_j$ .

### 1.2.2. Вынужденные (индуцированные) переходы

Под воздействием внешнего электромагнитного поля микрочастицы могут совершать вынужденные переходы в двух направлениях: на верхние и на нижние энергетические уровни. Если микрочастица совершает переход вверх с уровня  $W_j$  на уровень  $W_i$ , то ее энергия увеличивается на  $\Delta W_{ji} = W_i - W_j$ . Энергия электромагнитного поля, индуцирующего этот переход, уменьшается на такую же величину, т.е. происходит поглощение фотона  $\Delta W_{ji} = hf_{ji}$ . Необходимым условием возникновения вынужденных переходов между уровнями  $W_j$  и  $W_i$  является совпадение частоты электромагнитного поля с частотой перехода  $f_{ji} = (W_i - W_j)/h$ .

При переходе микрочастицы вниз с уровня  $W_i$  на уровень  $W_j$  имеет место процесс, обратный поглощению: происходит испускание микрочастицей фотона  $hf_{ji}$ , и энергия поля, индуцирующего переход, увеличивается.

Вынужденное излучение, т.е. излучение, созданное в результате вынужденных переходов, обладает следующим важным свойством. Оно имеет не только одинаковую частоту, но также одинаковую фазу, поляризацию и направление распространения с первичным полем, индуцирующим переходы. Другими словами, кванты электромагнитного поля, испускаемые частицами при вынужденных переходах, не отличимы от квантов индуцирующего поля. Это свойство вынужденных переходов позволяет использовать их для усиления электромагнитных колебаний.

Число вынужденных переходов с уровня  $W_j$  на уровень  $W_i$  за время  $dt$  определяется произведением вероятности соответствующего перехода в 1 секунду в расчете на 1 микрочастицу –  $p_{ji}$  на населенность верхнего уровня  $n_j$  и интервал времени  $dt$

$$dn_{ji}^{6bln} = p_{ji} n_j dt. \quad (1.5)$$

Вероятность вынужденного перехода  $p_{ji}$  в отличие от вероятности спонтанного перехода  $A_{ji}$  пропорциональна спектральной плотности энергии электромагнитного поля  $\rho_{ji}$  на частоте перехода

$$p_{ji} = B_{ji} \rho_{ji}, \quad (1.6)$$

где  $B_{ji}$  – постоянный коэффициент, зависящий от свойств перехода  $W_j \rightarrow W_i$  и называемый коэффициентом Эйнштейна для вынужденного испускания.

Аналогичные выражения можно записать для вынужденных переходов с поглощением фотонов. Число вынужденных переходов с уровня  $W_i$  на уровень  $W_j$  за время  $dt$  равно

$$dn_{ji}^{nogl} = p_{ji} n_i dt = B_{ij} \rho_{ji} n_i dt, \quad (1.7)$$

где  $p_{ij}$  – вероятность вынужденного перехода с уровня  $W_i$  на уровень  $W_j$  в 1 секунду в расчете на 1 микрочастицу;  $B_{ij}$  – коэффициент Эйнштейна для поглощения;  $n_i$  – населенность нижнего уровня  $W_i$ .

### 1.2.3. Соотношения между коэффициентами Эйнштейна

Коэффициенты Эйнштейна  $A_{ji}$ ,  $B_{ji}$ ,  $B_{ij}$  не являются независимыми друг от друга. Они связаны определенными соотношениями. Чтобы найти эти соотношения, рассмотрим изолированный ансамбль микрочастиц, находящийся в состоянии теплового равновесия с полем излучения, созданным самими микрочастицами. При равновесии населенности энергетических уровней в среднем остаются неизменными и общее число переходов вверх и вниз одинаково. Поэтому можно записать

$$B_{ij} \rho_{ji} n_i^0 = B_{ji} \rho_{ji} n_j^0 + A_{ji} n_j^0, \quad (1.8)$$

где  $\rho_{ji}$  – спектральная плотность энергии поля, создаваемого самими микрочастицами.

Учитывая, что населенности уровней  $n_j^0$ ,  $n_i^0$  связаны между собой соотношением (1.2), и определяя из (1.8) спектральную плотность энергии излучения, находим

$$\rho_{ji} = \frac{A_{ji}}{B_{ij} e^{\frac{hf_{ji}}{kT}} - B_{ji}}. \quad (1.9)$$

Это выражение должно совпадать с известной формулой Планка для объемной плотности энергии равновесного теплового излучения в единичном интервале частот

$$\rho_{ji} = \frac{8\pi f_{ji}^2}{c^3} \cdot \frac{hf_{ji}}{e^{\frac{hf_{ji}}{kT}} - 1}, \quad (1.10)$$

где  $c$  – скорость света.

Соотношения между коэффициентами Эйнштейна можно получить, сравнивая (1.9) и (1.10). Из (1.10) следует, что при  $T \rightarrow \infty$  и  $\rho_{ji} \rightarrow \infty$ . Формула (1.9) дает такой же результат только в том случае, если

$$B_{ji} = B_{ij}. \quad (1.11)$$

Таким образом, коэффициенты Эйнштейна для поглощения и для вынужденного излучения равны между собой.

Сравнивая выражения (1.9) и (1.10) и учитывая при этом (1.11), находим соотношение между коэффициентами Эйнштейна для спонтанного и вынужденного излучений

$$\frac{A_{ji}}{\rho_{ji}} = \frac{8\pi hf_{ji}^3}{c^3}. \quad (1.12)$$

Отношение вероятностей спонтанного и вынужденного испускания фотона  $\frac{A_{ji}}{\rho_{ji}} = \frac{8\pi hf_{ji}^3}{c^3 \rho_{ji}}$  прямо пропорционально кубу

частоты и обратно пропорционально плотности энергии поля  $\rho_{ji}$ . Для переходов, частота которых находится в диапазоне СВЧ, отношение  $\frac{A_{ji}}{\rho_{ji}}$  оказывается очень малым, даже при малых плотностях энергии

поля. Поэтому в квантовых приборах диапазона СВЧ спонтанные переходы обычно можно не учитывать. Они представляют интерес только при расчете шумов.

Соотношения (1.11) и (1.12) получены для ансамбля микрочастиц, находящихся в состоянии теплового равновесия, но они справедливы при любых неравновесных условиях. Это следует из того, что в (1.11) и (1.12) не входят какие-либо параметры, зависящие от природы внешнего электромагнитного поля и распределения населенностей по уровням.



#### 1.2.4. Релаксационные переходы

Основной причиной релаксационных переходов в твердом теле является взаимодействие микрочастиц с кристаллической решеткой, в газе – взаимодействие с другими микрочастицами и со стенками сосуда. В отличие от спонтанных и вынужденных переходов релаксационные переходы являются безызлучательными, т.е. не сопровождаются излучением или поглощением фотонов. При релаксационных переходах происходит обмен энергией между микрочастицами и их окружением. Например, если в результате взаимодействия с кристаллической решеткой атом переходит с верхнего уровня  $W_j$  на нижний  $W_i$ , то он отдает квант энергии  $\Delta W_{ji} = W_j - W_i$  тепловым колебаниям решетки. Напротив, при переходе атома с нижнего уровня на верхний квант энергии передается от тепловых колебаний решетки атому. Обмен энергией между квантовой системой и ее окружением способствует установлению теплового равновесия между ними.

Процесс возвращения системы в состояние теплового равновесия называется релаксацией. Скорость этого процесса характеризуется вероятностями релаксационных переходов в 1 секунду в расчете на 1 микрочастицу. Обозначим вероятность релаксационного перехода с уровня  $W_j$  на уровень  $W_i$  через  $\omega_{ji}$ , а вероятность перехода с уровня  $W_i$  на уровень  $W_j$  через  $\omega_{ij}$ , и найдем соотношение между ними. Число релаксационных переходов вниз в 1 секунду равно произведению населенности верхнего уровня на вероятность соответствующего перехода, т.е.  $n_j \omega_{ji}$ . Аналогично, число переходов вверх составляет  $n_i \omega_{ij}$ . Если квантовая система находится в состоянии теплового равновесия, то населенности уровней  $n_i = n_i^0$  и  $n_j = n_j^0$  постоянны во времени. Следовательно, число переходов в обоих направлениях в единицу времени должно быть одинаковым. Полагая, что спонтанные переходы не имеют существенного значения в установлении и поддержании равновесного распределения населенностей, можно записать  $n_j^0 \omega_{ij} = n_i^0 \omega_{ji}$ . Отсюда, используя (1.2), находим соотношение между вероятностями релаксационных переходов вверх и вниз

$$\omega_{ij} = \omega_{ji} e^{-\frac{hf_{ji}}{kT}}. \quad (1.13)$$

Из полученного выражения видно, что вероятности релаксационных переходов вверх всегда меньше вероятности релаксационных переходов вниз. В диапазоне СВЧ обычно

выполняется условие  $hf_{ji} \ll kT$ , поэтому  $\omega_{ij} \cong \omega_{ji}(1 - \frac{hf_{ji}}{kT})$ , т.е.  $\omega_{ji}$  мало отличается от  $\omega_{ij}$ . В оптическом диапазоне  $\omega_{ij} \ll \omega_{ji}$ .

### 1.3. Ширина спектральной линии

При излучательных переходах микрочастиц между двумя энергетическими уровнями электромагнитная энергия излучается или поглощается не на одной фиксированной частоте, а в некоторой конечной полосе частот. Частотную зависимость спектральной плотности электромагнитной энергии, излучаемой или поглощаемой микрочастицами при переходах между двумя энергетическими уровнями, называют спектральной линией. В большинстве случаев эта характеристика подобна резонансной кривой колебательного контура. Рассмотрим факторы, влияющие на ширину спектральных линий.

В любом ансамбле микрочастиц, в том числе находящемся в состоянии теплового равновесия, происходят спонтанные, вынужденные и релаксационные переходы микрочастиц между энергетическими уровнями. Они ограничивают время пребывания микрочастиц на том или ином уровне. Средняя продолжительность пребывания микрочастиц на определенном энергетическом уровне (время жизни) зависит от вероятностей переходов микрочастиц с этого уровня на другие уровни. Можно показать, что время жизни на уровне  $W_j$  равно

$$\tau_j = \frac{1}{A_j}, \quad (1.14)$$

где  $A_j$  – сумма вероятностей всех возможных спонтанных, вынужденных и релаксационных переходов с уровня  $W_j$  на другие уровни за 1 секунду.

Время жизни будет наибольшим в том случае, когда микрочастицы не подвергаются внешним воздействиям, т.е. когда время жизни ограничивается только спонтанными переходами. Однако даже и в этом случае время жизни является конечной величиной.

Согласно соотношению неопределенностей энергия микрочастицы не может быть точно определена, если время ее существования в данном энергетическом состоянии конечно; возможный разброс значений энергии микрочастиц обратно пропорционален времени жизни

$$\Delta W_j \cong \frac{h}{2\pi\tau_j}. \quad (1.15)$$

Разброс значений энергии микрочастицы на данном энергетическом уровне означает, что уровень нельзя рассматривать как бесконечно тонкий. Он имеет конечную толщину, равную  $\Delta W_j$ . Суммарная ширина двух энергетических уровней данного перехода определяет ширину спектральной линии

$$2\Delta f_{ji} = \frac{\Delta W_j + \Delta W_i}{h}. \quad (1.16)$$

В случае когда времена жизни ограничиваются только спонтанными переходами, спектральная линия имеет наименьшую возможную ширину, называемую естественной шириной. Безызлучательные релаксационные переходы уменьшают время жизни микрочастиц на уровнях, в результате чего возрастает ширина спектральных линий. Уширение линий, вызванное релаксационными переходами, во много раз превосходит естественную ширину.

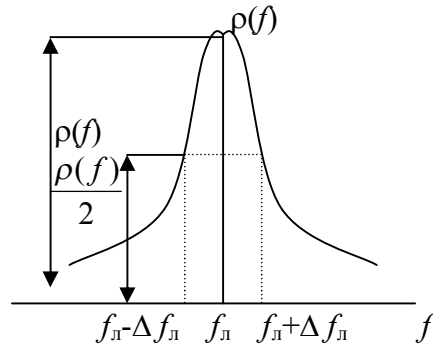


Рис. 1.2. Спектральная линия

Другой важной причиной уширения спектральных линий в газах является эффект Допплера. Как известно, он состоит в изменении принимаемой частоты колебаний при относительном перемещении источника и приемника волн. Движение излучающих микрочастиц относительно наблюдателя приводит к частотному сдвигу регистрируемых им линий излучения. В газе излучающие частицы находятся в хаотическом тепловом движении, и так как различным скоростям соответствуют различные доплеровские сдвиги частоты, то результирующая спектральная линия газа уширяется.

Кроме указанных причин уширения спектральных линий, имеются и другие причины, например влияние внешних электрических и магнитных полей. Полная ширина спектральной линии определяется как среднеквадратичное значение частичных

уширений, обусловленных различными факторами. Для характеристики относительной ширины спектральной линии вводится понятие эквивалентной добротности спектральной линии

$$Q_{\text{л}} = \frac{f_{\text{л}}}{2\Delta f_{\text{л}}}, \quad (1.17)$$

где  $f_{\text{л}}$  – центральная частота линии;  $2\Delta f_{\text{л}}$  – ширина линии, определяемая по уровню половинной спектральной плотности излучения на центральной частоте (рис. 1.2).

#### 1.4. Квантовое усиление.

При взаимодействии вещества с внешним электромагнитным полем одновременно происходят два противоположных процесса – вынужденное испускание и поглощение фотонов. В зависимости от того какой из этих процессов преобладает, происходит усиление или ослабление электромагнитных колебаний в веществе.

Выясним, при каких условиях может быть получено квантовое усиление. Если вещество взаимодействует с излучением на частоте перехода микрочастиц между энергетическими уровнями  $W_j$  и  $W_i$ , то число вынужденных переходов с поглощением фотонов в единице объема за время  $dt$  определяется выражением (1.7), а число вынужденных переходов с испусканием фотонов в единице объема за время  $dt$  – формулой (1.5). Поскольку при каждом переходе испускается или поглощается квант энергии  $hf_{ji}$ , то вся поглощаемая в единице объема вещества энергия за время  $dt$  равна

$$dW_{\text{погл}} = hf_{ji} B_{ij} \rho_{ji} (n_i - n_j) dt. \quad (1.18)$$

В последнем выражении учтено, что коэффициенты Эйнштейна для поглощения и вынужденного испускания равны между собой, т.е.  $B_{ij} = B_{ji}$ .

Мощность, поглощенная единицей объема вещества, составляет

$$P_{\text{погл}} = \frac{dW_{\text{погл}}}{dt} = hf_{ji} B_{ij} \rho_{ji} (n_i - n_j). \quad (1.19)$$

Если населенность нижнего рабочего уровня больше, чем верхнего  $n_i > n_j$ , то поглощаемая мощность  $P_{\text{погл}} > 0$ , т.е. происходит ослабление электромагнитных колебаний, взаимодействующих с веществом. В случае когда  $n_j > n_i$ , процессы вынужденного испускания преобладают над поглощением и мощность  $P_{\text{погл}}$

отрицательна. При этом электромагнитные колебания усиливаются. Следует подчеркнуть, что квантовое усиление оказывается возможным вследствие того, что фотоны, испускаемые при вынужденных переходах, не отличимы от фотонов усиливаемого сигнала.

Так как при термодинамическом равновесии населенности нижних уровней больше, чем верхних, то вещество, находящееся в равновесном состоянии, не может усиливать электромагнитные колебания. Необходимым условием для осуществления квантового усиления является создание инверсии населенности на рабочих уровнях, т.е. такого распределения населенностей, при котором  $n_j > n_i$ . Создание инверсии населенностей на рабочих уровнях может быть осуществлено различными способами. Основными из них являются:

1. Использование вспомогательного излучения для увеличения населенности верхнего рабочего уровня и уменьшения населенности нижнего.
2. Пространственное разделение (сортировка) частиц, находящихся в различных энергетических состояниях.

Рассмотренный принцип квантового усиления находится в основе работы всех квантовых приборов. Усиление сигнала осуществляется за счет внутренней энергии микрочастиц, передаваемой ими полю при вынужденных переходах. Этим квантовые приборы принципиально отличаются от электровакуумных приборов, где усиление полезного сигнала происходит за счет кинетической или потенциальной энергии свободных электронов. С указанным обстоятельством связаны весьма существенные различия в параметрах квантовых приборов одинакового назначения.

Так в квантовых усилителях отсутствуют основные источники шумов, характерные для электровакуумных приборов: дробовой эффект, токораспределение и т.д. Кроме того, квантовые приборы могут работать при низких температурах, близких к абсолютному нулю. Это позволило создать малошумящие квантовые усилители СВЧ (квантовые парамагнитные усилители), обладающие температурой шума порядка единиц градусов по абсолютной шкале.

В квантовых генераторах может быть получена чрезвычайно высокая стабильность частоты, поскольку положение используемых энергетических уровней микрочастиц слабо зависит от внешних условий. В диапазоне СВЧ созданы молекулярные и атомные генераторы, имеющие относительную нестабильность частоты  $10^{-12}$  –  $10^{-14}$ .

Эффективность работы электровакуумных приборов уменьшается с укорочением рабочей длины волны, и их применение в настоящее время ограничивается миллиметровым диапазоном. В квантовых приборах возможные рабочие частоты определяются только структурой энергетических уровней микрочастиц. Поэтому квантовые приборы работают во всем сверхвысокочастотном и оптическом диапазоне вплоть до ультрафиолетовой области спектра.

## **2. КВАНТОВЫЕ ПАРАМАГНИТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ (КПУ)**

### **2.1. Рабочее вещество**

В качестве рабочего вещества в квантовых усилителях диапазона СВЧ используются примесные парамагнитные кристаллы. Их применение обусловлено тем, что парамагнитные частицы во внешнем магнитном поле обладают удобной системой энергетических уровней, позволяющей создавать перестраиваемые усилители для различных участков диапазона СВЧ.

В примесных парамагнитных кристаллах кристаллическая решетка состоит, в основном из диамагнитных ионов. Парамагнитные ионы, с которыми взаимодействует усиливаемый сигнал, входят в кристалл как примесь, замещающая небольшую часть диамагнитных ионов. Концентрация парамагнетика в кристалле обычно составляет сотые доли процента. Большие концентрации недопустимы из-за возрастания сил взаимодействия между парамагнитными ионами, что приводит к ухудшению параметров КПУ. Типичным и наиболее часто используемым в КПУ рабочим веществом является рубин, который представляет собой окись алюминия  $Al_2O_3$  с небольшой примесью (~0,05 %) трехкратно ионизированных атомов хрома  $Cr^{3+}$ .

Рассмотрим особенности энергетического спектра парамагнитных ионов во внешнем магнитном поле, а также процессы их взаимодействия со своим окружением и электромагнитным полем, имеющие большое значение в работе КПУ.

#### **2.1.1. Энергетические уровни парамагнитных ионов**

Парамагнитные частицы в отличие от диамагнитных обладают постоянным дипольным магнитным моментом, который обусловлен орбитальным движением и спином электронов. Если парамагнитную частицу поместить во внешнее магнитное поле, то она получит

дополнительную энергию, определяемую так же, как и для макроскопического магнитного диполя

$$\Delta W = -\overline{m} \mu_a \overline{H} = -m_H \mu_a H, \quad (2.1)$$

где  $\overline{m}$  – магнитный момент диполя;  $\mu_a$  – магнитная проницаемость среды;  $\overline{H}$  – напряженность магнитного поля;  $m_H$  – проекция момента магнитного диполя на направление магнитного поля.

Знак минус показывает, что энергия взаимодействия магнитного момента с внешним магнитным полем максимальна при антипараллельной ориентации векторов  $\overline{m}$  и  $\overline{H}$  и минимальна при параллельной.

В случае атомного магнитного диполя его момент и проекция момента на направление внешнего магнитного поля являются величинами квантованными, т.е. могут принимать только ряд дискретных значений. В частности, проекция магнитного момента квантуется по закону

$$m_H = -g M_B m_J, \quad (2.2)$$

где  $g$  – безразмерный коэффициент, учитывающий строение атома и принимающий значение от 1 до 2;  $M_B \cong 0,93 \cdot 10^{-23} \text{ а} \cdot \text{м}^2$  – единица измерения электронных магнитных моментов, называемая магнетон Бора;  $m_J$  – магнитное квантовое число, определяющее разрешенные значения проекции  $\overline{m}$  на направление поля  $\overline{H}$ . Его численные значения выражаются через квантовое число момента количества движения  $m_J = J, J-1, J-2, \dots, -J$  ( $J$  – это момент количества движения частицы в единицах  $\frac{h}{2\pi}$ ).

Используя (2.1) и (2.2), можно записать следующее выражение для энергии парамагнитной частицы во внешнем магнитном поле

$$W = W_J + g M_B m_J \mu_a H, \quad (2.3)$$

где  $W_J$  – энергия частицы в отсутствии поля.

Таким образом, каждый энергетический уровень парамагнитных частиц с квантовым числом  $J$  расщепляется во внешнем магнитном поле на  $(2J+1)$  подуровней по числу разрешенных значений магнитного квантового числа  $m_J$ . Магнитное поле снимает вырождение, связанное с возможностью различных ориентаций магнитного момента частицы, т.е. вырождение по квантовому числу  $m_J$ . Это явление называется эффектом Зеемана, а образующиеся при расщеплении подуровни именуются магнитными или зеемановскими подуровнями.

В случае свободных парамагнитных частиц согласно (2.3) интервалы между соседними магнитными подуровнями одинаковы и пропорциональны напряженности магнитного поля  $\Delta W = gM_B\mu_a H$ . На рис. 2.1,а показано, как расщепляется энергетический уровень свободных парамагнитных частиц с  $J = 3/2$  в зависимости от напряженности магнитного поля. Так как при  $J = 3/2$  магнитное квантовое число может принимать значения  $m_J = 3/2, 1/2, -1/2, -3/2$ , то энергетический уровень расщепляется на четыре подуровня.

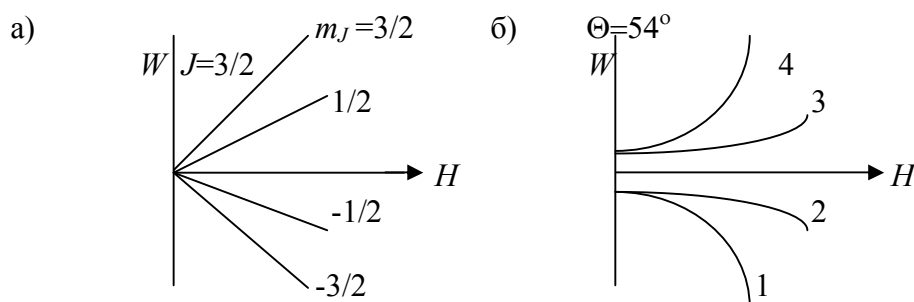


Рис. 2.1. Расщепление энергетического уровня парамагнитных частиц

Магнитные подуровни парамагнитных ионов, входящих в кристаллическую решетку, существенно отличаются от соответствующих подуровней свободных частиц. В кристалле на парамагнитные ионы действует сильное электрическое поле, создаваемое другими ионами решетки. Оно изменяет энергию парамагнитных ионов и искажает картину энергетических уровней.

На рис. 2.1,б приведены магнитные подуровни ионов хрома  $Cr^{3+}$  в рубине в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля  $H$  для случая когда угол между направлением поля  $\vec{H}$  и осью кристалла  $\Theta = 54^\circ$ . Магнитные подуровни обозначены цифрами 1, 2, 3, 4 без указания соответствующих квантовых чисел  $m_J$ . Воздействие внутрикристаллического поля приводит к частичному расщеплению энергетических уровней парамагнитных ионов при отсутствии внешнего магнитного поля и к нарушению линейной зависимости между энергией определенного энергетического состояния и напряженностью внешнего магнитного поля.

Положение магнитных подуровней зависит от ориентации внешнего магнитного поля относительно осей симметрии кристалла. Изменяя напряженность внешнего магнитного поля, а также угол между направлением поля  $\vec{H}$  и осью кристалла, можно изменять расстояние между магнитными подуровнями парамагнитных ионов и получать необходимую для работы КПУ частоту переходов.



### 2.1.2. Релаксационные процессы в парамагнитных кристаллах

Парамагнитные ионы в кристалле взаимодействуют с кристаллической решеткой и другими парамагнитными ионами. Взаимодействие магнитных моментов парамагнитных ионов с кристаллической решеткой называется спин-решеточным взаимодействием, а взаимодействие магнитных моментов ионов друг с другом – спин-спиновым. Оба вида взаимодействия вызывают безызлучательные релаксационные переходы парамагнитных ионов между магнитными подуровнями.

Спин-решеточное взаимодействие может осуществляться следующим образом. Тепловые колебания ионов решетки модулируют внутрикристаллическое электрическое поле, создаваемое в местах расположения парамагнитных ионов. Эта модуляция возмущает орбитальное движение электронов парамагнитных ионов и тем самым воздействует на орбитальный магнитный момент. Взаимодействие орбитального и спинового магнитных моментов (спин-орбитальная связь) приводит к переориентации спинов, т.е. к переходу парамагнитных ионов с одного магнитного подуровня на другой. При каждом таком безызлучательном переходе квант энергии передается от парамагнитного иона тепловым колебаниям кристаллической решетки или наоборот.

Таким образом, спин-решетчатая релаксация сопровождается обменом энергией между спиновой системой и кристаллической решеткой. Обмен энергией способствует установлению и поддержанию теплового равновесия между ними, т.е. восстановлению равновесного распределения населенностей, если по какой-либо причине оно было нарушено.

При спин-спиновых взаимодействиях парамагнитные ионы обмениваются энергией друг с другом, но энергия спиновой системы в целом не изменяется. В двухуровневой системе спин-спиновая релаксация не сопровождается изменением населенностей уровней, так как число переходов с верхнего уровня на нижний равно числу встречных переходов с нижнего уровня на верхний. В многоуровневых системах встречные переходы могут осуществляться между различными парами энергетических уровней, что приводит к изменению населенностей уровней. Этот процесс, называемый кросс-релаксацией, затрудняет создание инверсии населенностей на двух выбранных рабочих уровнях. Чтобы уменьшить влияние кросс-релаксации, приходится уменьшать концентрацию парамагнитных ионов в кристалле.

### 2.1.3. Электронный парамагнитный резонанс

Явление, связанное с поглощением или с излучением электромагнитной энергии в результате вынужденных переходов парамагнитных ионов между магнитными подуровнями, называется электронным парамагнитным резонансом (ЭПР). Классическое описание ЭПР аналогично описанию ферромагнитного резонанса.

При квантомеханическом описании ЭПР известное соотношение между резонансной частотой и напряженностью подмагничивающего поля  $f_0 = \nu_0 H_0$  следует из уравнения (2.3), согласно которому расстояние между соседними магнитными подуровнями свободных парамагнитных частиц равно

$\Delta W = gM_B\mu_a H$  и частота перехода  $f = \frac{\Delta W}{h} = \frac{gM_B\mu_a H}{h}$ . Влияние

поляризации магнитного вектора высокочастотного поля учитывается тем, что от нее зависят вероятности вынужденных переходов парамагнитных частиц между магнитными подуровнями.

Естественная ширина спектральных линий ЭПР, обусловленная спонтанными переходами, пренебрежимо мала из-за малой вероятности спонтанных переходов в диапазоне СВЧ. Основными причинами уширения линий ЭПР в парамагнитных кристаллах являются взаимодействия спинов друг с другом и с решеткой, а также неоднородности внутрикристаллического электрического поля и внешнего магнитного поля.

Спин-спиновые взаимодействия влияют на ширину линий двумя путями. Во-первых, спин-спиновая релаксация укорачивает время жизни парамагнитных ионов в определенном энергетическом состоянии. Во-вторых, магнитные поля, создаваемые парамагнитными ионами в месте расположения соседних ионов, векторно складываются с внешним магнитным полем и изменяют резонансную частоту переходов. Различие локальных магнитных полей в разных точках кристалла и флуктуация их во времени приводят к появлению полосы резонансных частот, т.е. к уширению линии. При очень малых концентрациях парамагнетика в кристалле, взаимодействия между парамагнитными ионами слабы и большее влияние на ширину линии оказывают взаимодействия парамагнитных ионов с ядерными спиновыми магнитными моментами диамагнитных ионов решетки.

Неоднородность магнитного поля вызывает уширение линии вследствие того, что резонансные частоты в разных частях кристалла оказываются разными. Неоднородность внутри кристаллического поля также влияет на расщепление магнитных

подуровней, в частности на нулевое расщепление (при  $H = 0$ ). Случайные изменения расщепления, вызванные изменениями внутри кристаллического поля, приводят к уширению линии. Типичные значения ширины линии ЭПР в кристаллах, используемых в КПУ, – несколько десятков мегагерц, в некоторых случаях – до сотен мегагерц.

## 2.2. Анализ работы КПУ

### 2.2.1. Принцип работы трехуровневой схемы

Необходимым условием для квантового усиления является создание инверсии населенностей на двух используемых уровнях рабочего вещества. В КПУ инверсия населенностей достигается за счет воздействия на парамагнитный кристалл вспомогательного излучения СВЧ, так называемой «накачки». Работа КПУ обычно осуществляется по трехуровневой схеме, в которой используются переходы парамагнитных ионов между тремя магнитными подуровнями.

Рассмотрим работу трехуровневой схемы усиления. При отсутствии накачки парамагнитное вещество находится в состоянии термодинамического равновесия и населенности энергетических уровней  $n_1^0, n_2^0, n_3^0$  распределены по закону Больцмана (рис. 2.2,а).

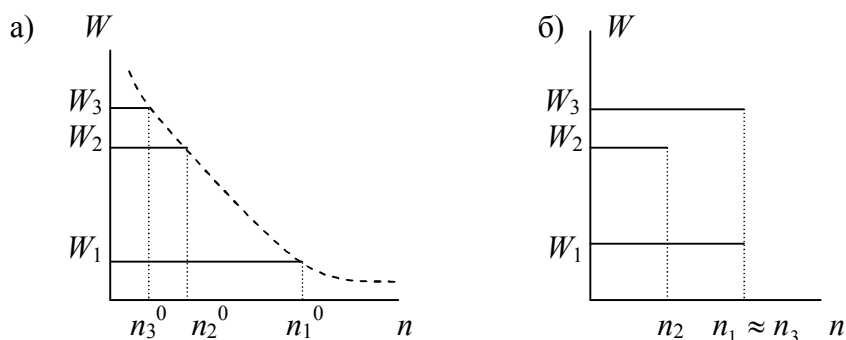


Рис. 2.2. Трехуровневая система усиления

Для создания инверсии населенностей кристалл облучают сравнительно мощным сигналом накачки, частота которого равна частоте перехода  $f_{13} = \frac{W_3 - W_1}{h}$ . Сигнал накачки индуцирует переходы парамагнитных ионов между уровнями 1 и 3. Так как вероятности вынужденных переходов вверх и вниз одинаковы, а населенность уровня 1 больше, чем на уровне 3, то количество переходов вверх в

единицу времени будет больше, чем вниз. Населенность уровня 3 начнет увеличиваться, а уровня 1 – уменьшаться. Процессу выравнивания населенностей  $n_1$  и  $n_3$  препятствуют релаксационные переходы, стремящиеся вернуть систему в состояние равновесия. Однако при достаточной мощности накачки населенности уровней 1 и 3 ( $n_1$  и  $n_3$ ) становятся почти равными (рис. 2.2,б). Следует заметить, что при любой мощности накачки населенность  $n_3$  не может стать больше  $n_1$ , так как уже при  $n_3 = n_1$  число вынужденных переходов вверх и вниз одинаково. Выравнивание населенностей двух энергетических уровней называют «насыщением» соответствующего перехода.

В трехуровневой схеме насыщение перехода  $1 \rightarrow 3$  приводит к инверсии населенностей уровней  $3 \rightarrow 2$  или  $2 \rightarrow 1$ . Ниже будут рассмотрены условия, определяющие, для какой именно пары уровней достигается инверсия населенностей. В простейшем случае, когда населенность уровня 2 не изменяется ( $n_2 = n_2^0$ ) и  $n_1 \cong n_3$  инвертированными оказываются населенности тех двух уровней, которые расположены ближе друг к другу. Из рис. 2.2,б видно, что при  $(W_3 - W_2) < (W_2 - W_1)$  инвертированными оказываются населенности уровней 3 и 2 ( $n_3 > n_2$ ).

Таким образом, в результате воздействия накачки для одного из переходов трехуровневой системы выполняется условие квантового усиления и если в систему поступит сигнал с частотой, соответствующей частоте этого перехода (в рассмотренном случае с частотой  $f_{32}$ ), то он будет усилен. Усиление происходит за счет энергии, потребляемой от генератора накачки, часть этой энергии передается усиливаемому сигналу, часть преобразуется в тепло при релаксационных переходах.

### 2.2.2. Расчет инверсной разности населенностей

Рассмотрим трехуровневую квантовую систему (рис. 2.3), на которую одновременно воздействуют накачка на частоте  $f_{13}$  и усиливаемый сигнал на частоте  $f_{32}$ . Определим условия создания инверсии населенностей уровней  $3 \rightarrow 2$  и вычислим инверсную разность населенностей  $\Delta n_{32} = n_3 - n_2$  в стационарном режиме, полагая, что полное число микрочастиц в системе остается постоянным, т.е.  $N = \text{const}$ .

Возможные направления вынужденных переходов и релаксационных переходов, обусловленных спин-решеточными взаимодействиями, показаны на рис. 2.3 стрелками. Через  $p_{ij}$ , как и

ранее, обозначены вероятности вынужденных переходов в 1 секунду, а через  $\omega_{ij}$  – вероятности релаксационных переходов в 1 секунду. Кросс-релаксация при этом не учитывается.

В стационарном режиме населенности уровней остаются неизменными и, следовательно, на каждый уровень поступает и уходит с него одинаковое число частиц в 1 секунду. Поэтому можно записать

$$-(\omega_{12} + \omega_{13})n_1 + \omega_{21}n_2 + \omega_{31}n_3 - (n_1 - n_3)p_{13} = 0, \quad (2.4)$$

$$-(\omega_{23} + \omega_{21})n_2 + \omega_{12}n_1 + \omega_{32}n_3 - (n_2 - n_3)p_{32} = 0, \quad (2.5)$$

$$n_1 + n_2 + n_3 = N. \quad (2.6)$$

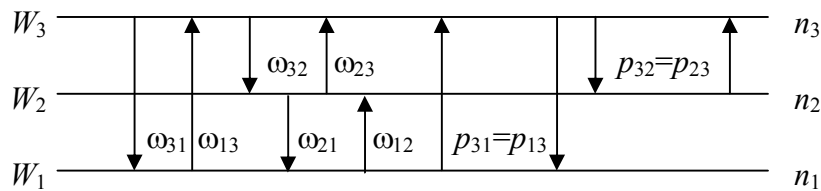


Рис. 2.3. Трехуровневая квантовая система, на которую одновременно воздействуют накачка на частоте  $f_{13}$  и усиливаемый сигнал на частоте  $f_{32}$

Первые три слагаемых в уравнении (2.4) учитывают релаксационные переходы, последнее слагаемое – вынужденные. Аналогичный смысл имеет уравнение (2.5) для уровня 2. Уравнение (2.6) выражает закон сохранения числа частиц в рассматриваемой системе.

Однако общее решение получается довольно громоздким. Чтобы его упростить, учтем, что мощность накачки обычно достаточно велика и переход  $1 \rightarrow 3$  насыщен. Тогда  $n_1 \cong n_3$  и уравнение (2.5) принимает следующий вид:

$$-(\omega_{23} + \omega_{21} + p_{32})n_2 + (\omega_{12} + \omega_{32} + p_{32})n_3 = 0. \quad (2.7)$$

Решая (2.7) совместно с (2.6) при условии  $n_1 = n_3$ , легко найти стационарные значения  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$ , а затем и инверсную разность населенностей

$$\Delta n_{32} = n_3 - n_2 = \frac{(\omega_{21} - \omega_{12}) - (\omega_{32} - \omega_{23})}{\omega_{32} + 2\omega_{23} + \omega_{12} + 2\omega_{21} + 3p_{32}} N. \quad (2.8)$$

В диапазоне СВЧ почти всегда выполняется условие  $hf \ll kT$ , поэтому соотношение (1.13) между вероятностями релаксационных переходов можно записать так

$$\omega_{12} \cong \omega_{21} \left(1 - \frac{hf_{21}}{kT}\right); \quad \omega_{13} = \omega_{31} e^{-\frac{hf_{31}}{kT}} \cong \omega_{31} \left(1 - \frac{hf_{31}}{kT}\right);$$

$$\omega_{23} \cong \omega_{32} \left(1 - \frac{hf_{32}}{kT}\right).$$

Подставляя эти соотношения в (2.8) и пренебрегая в знаменателе величинами  $\frac{hf_{ij}}{kT}$  по сравнению с единицей, находим окончательное выражение для инверсной разности населенностей

$$\Delta n_{32} = \frac{hN}{3kT} \cdot \frac{\omega_{21}f_{21} - \omega_{32}f_{32}}{\omega_{32} + \omega_{12} + p_{32}}. \quad (2.9)$$

Анализируя полученную формулу, можно отметить следующее. Инверсия населенностей  $n_3 > n_2$  достигается при выполнении условия  $\omega_{21}f_{21} > \omega_{32}f_{32}$ . Если  $\omega_{21}f_{21} < \omega_{32}f_{32}$ , то инвертированными оказываются населенности уровней 2 и 1. Для увеличения  $\Delta n_{32}$  необходимо усиливать неравенство  $\omega_{21}f_{21} > \omega_{32}f_{32}$ , которое с учетом  $f_{21} = f_{31} - f_{32}$  можно переписать в виде  $\frac{f_{31}}{f_{32}} - 1 > \frac{\omega_{32}}{\omega_{21}}$ . Смысл этого требования состоит в следующем.

Уменьшение отношения вероятностей релаксационных переходов  $\frac{\omega_{32}}{\omega_{21}}$  приводит к более эффективному обеднению нижнего уровня сигнального перехода  $3 \rightarrow 2$  за счет релаксационных процессов и к росту  $\Delta n_{32}$ . Увеличение отношения частот накачки и сигнала  $\frac{f_{31}}{f_{32}}$  соответствует увеличению отношения равновесных

разностей населенностей  $\frac{\Delta n_{13}^0}{\Delta n_{23}^0}$ , что приводит к возрастанию  $\Delta n_{32}$  при насыщении вспомогательного перехода  $1 \rightarrow 3$ . Напротив, увеличение температуры кристалла способствует выравниванию равновесных населенностей уровней (см. рис. 1.1) и, следовательно, уменьшает  $\Delta n_{32}$ .

### 2.2.3. Мощность, излучаемая активным веществом

Согласно (1.19), (1.6) и (2.9) мощность, излучаемая элементарным объемом  $dV$  активного вещества, равна

$$dP_{изл} = hf_{32}p_{32}\Delta n_{32}dV = \frac{h^2 N f_{32}}{3kT} \cdot \frac{\omega_{21}f_{21} - \omega_{32}f_{32}}{\omega_{32} + \omega_{12} + p_{32}} \cdot p_{32}dV. \quad (2.10)$$

Полная излучаемая мощность определяется интегрированием (2.10) по объему парамагнитного кристалла.

При малых уровнях сигнала  $p_{32} \ll \omega_{32} + \omega_{12}$  и в знаменателе (2.10) величиной  $p_{32}$  можно пренебречь. В этом случае  $\Delta n_{32} = const$  и излучаемая мощность пропорциональна плотности электромагнитной энергии в кристалле, так как  $p_{32} = B_{32}\rho_{32}$ . При увеличении уровня сигнала линейная зависимость между излучаемой мощностью и энергией поля в кристалле нарушается, так как перестает выполняться условие  $p_{32} \ll \omega_{32} + \omega_{12}$  и начинает уменьшаться инверсная разность населенностей  $\Delta n_{32}$ , т.е. наступает насыщение сигнального перехода. Условие ненасыщенного режима работы имеет вид  $p_{32} \ll \omega_{32} + \omega_{12}$ . Отсюда следует, что увеличение скорости релаксационных процессов способствует увеличению максимально допустимого уровня усиливаемого сигнала. Однако при этом необходимо увеличивать мощность накачки, чтобы не нарушались условия  $p_{13} \gg \omega_{ij}$ ,  $p_{13} \gg p_{32}$ , обязательные для насыщения вспомогательного перехода  $1 \rightarrow 3$ .

Максимальное значение излучаемой мощности можно найти, полагая, что при больших уровнях сигнала вероятность вынужденных переходов  $p_{32}$  становится больше вероятности релаксационных переходов. Тогда, пренебрегая в знаменателе уравнения (2.10) суммой  $(\omega_{32} + \omega_{12})$  по сравнению с  $p_{32}$ , получаем выражение для максимальной излучаемой мощности  $P_{изл\ макс}$

$$P_{изл} = \frac{h^2 N f_{32}}{3kT} (\omega_{21}f_{21} - \omega_{32}f_{32})V. \quad (2.11)$$

Оценим величину максимальной излучаемой мощности для практической конструкции КПУ со следующими данными: активное вещество – рубин;  $f_{32} = 2800$  МГц;  $f_{21} = 6600$  МГц;  $\omega_{21} \cong \omega_{32} \cong 2,5 \frac{1}{сек}$ ;  $V = 1$  см<sup>3</sup>;  $T = 1,25^\circ\text{К}$ . Подстановка этих величин в (2.11) дает  $P_{изл\ макс} \cong 8,7$  мкВт. Экспериментально в таком усилителе было получено  $P_{изл\ макс} \cong 4$  мкВт. По порядку величины приведенные значения  $P_{изл\ макс}$  типичны для КПУ.

### 2.3. Параметры и характеристики КПУ

Рассмотренный принцип квантового усиления можно реализовать, помещая парамагнитный кристалл в волновод, по

которому передаются усиливаемый сигнал и сигнал накачки. Однако подобный усилитель обладает малым усилением при допустимой длине кристалла и поэтому не применяется. Для увеличения усиления необходимо увеличивать вероятность вынужденных переходов, т.е. повышать энергию электромагнитного поля  $W$  при заданной мощности сигнала  $P$ . Это достигается размещением парамагнитного кристалла в резонаторе или в замедляющей системе. В резонаторе отношение  $\frac{W}{P}$  пропорционально нагруженной

добротности  $Q_n$ . В замедляющей системе отношение  $\frac{W_1}{P}$ , где  $W_1$  – энергия поля на единицу длины, а  $P$  – переносимая волной мощность, обратно пропорционально групповой скорости, так как по определению  $P = W_1 v_{гр}$ .

Резонаторные КПУ, подобно полупроводниковым параметрическим усилителям, могут быть включены по схеме "на проход" и "на отражение". В большинстве случаев используется схема "на отражение", показанная на рис. 2.4.

Схема КПУ бегущей волны приведена на рис. 2.5.

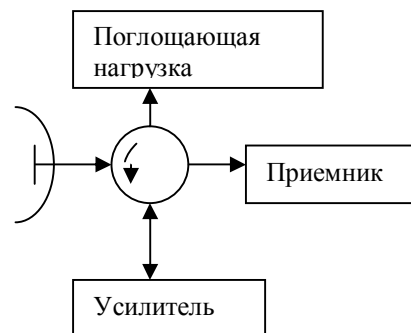


Рис. 2.4. Включение резонаторного КПУ "на отражение"

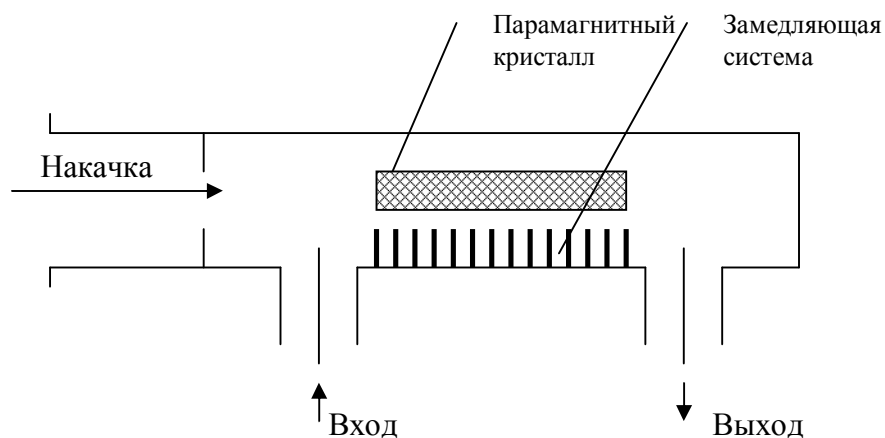


Рис. 2.5. Схема КПУ бегущей волны



Парамагнитный кристалл находится в замедляющей системе, по которой распространяется усиливаемый сигнал. Замедляющая система вместе с кристаллом установлена в волноводе или в волноводном резонаторе, возбуждаемом на частоте накачки.

### 2.3.1. Параметры отражательного однорезонаторного КПУ

*Коэффициент усиления.* Эквивалентную схему отражательного усилителя можно представить (рис. 2.6) в виде колебательного контура с сосредоточенными параметрами  $L$ ,  $C$  и параллельно включенными активными проводимостями  $G_p$  и  $G_m$ , характеризующими потери в стенках резонатора и "отрицательные потери" в парамагнитном кристалле.

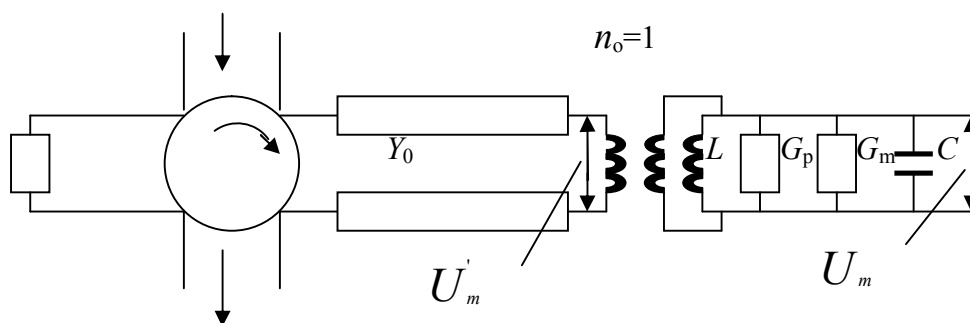


Рис. 2.6. Эквивалентная схема отражательного усилителя

При помощи идеального трансформатора с коэффициентом трансформации  $n_0$  колебательный контур связан с передающей линией, имеющей волновую проводимость  $Y_0$  и нагруженной на согласованную нагрузку  $G_{вн}=Y_0$ . Проводимость  $G_{вн}$  представляет собой выходную и входную проводимости циркулятора.

Коэффициент усиления по мощности отражательного усилителя равен квадрату модуля коэффициента отражения от входа усилителя

$$K = |\Gamma|^2 = \frac{|Y_0 - Y_H|^2}{|Y_0 + Y_H|^2}, \quad (2.12)$$

где  $Y_H$  – входная проводимость усилителя, являющаяся нагрузкой передающей линии.

Поскольку на резонансной частоте реактивная составляющая входной проводимости усилителя равна нулю,  $Y_H = \frac{G_p - |G_m|}{n_0^2}$ .

Следовательно, коэффициент усиления на резонансной частоте будет определяться следующим образом:

$$K_0 = \left( \frac{G_{вн} - G'_p + |G'_M|}{G_{вн} + G'_p - |G'_M|} \right)^2, \quad (2.13)$$

где  $G'_p = \frac{G_p}{n_0^2}$  и  $G'_M = \frac{G_M}{n_0^2}$ .

Так как значения проводимостей  $G_p$ ,  $G_{вн}$ ,  $G_M$  зависят от плоскости отсчета и не могут быть непосредственно измерены, то целесообразно перейти от проводимостей к соответствующим частичным добротностям резонатора. Учитывая определение добротности  $Q = \frac{\omega_0 W}{P_{пот}} = \frac{\omega_0 W}{0,5GU^2}$ , можем переписать уравнение (2.13) в виде

$$K_0 = \left( \frac{Q_{вн}^{-1} - Q_c^{-1} + |Q_M|^{-1}}{Q_{вн}^{-1} + Q_c^{-1} - |Q_M|^{-1}} \right)^2, \quad (2.14)$$

где  $Q_c$  – собственная добротность резонатора;  $Q_{вн}$  – внешняя добротность резонатора;  $Q_M = -\frac{\omega_0 W}{P_{изл}}$  – отрицательная добротность, связанная с "отрицательными потерями", т.е. с излучением мощности в парамагнитном кристалле, и называемая магнитной добротностью.

Так как потери мощности на стенках резонатора обычно малы по сравнению с полезной мощностью, поступающей в нагрузку КПУ, и, следовательно,  $Q_c \gg Q_{вн}$ , то уравнение (2.14) можно упростить, пренебрегая в числителе и знаменателе величиной  $\frac{1}{Q_c}$ . В результате получаем

$$K_0 \cong \left( \frac{|Q_M| + Q_{вн}}{|Q_M| - Q_{вн}} \right)^2. \quad (2.15)$$

Из уравнения (2.15) видно, что при уменьшении абсолютного значения магнитной добротности (при увеличении  $P_{изл}$ ) коэффициент усиления растет и при  $|Q_M| = Q_{вн}$   $K_0 = \infty$ , т.е. усилитель возбуждается.

*Полоса пропускания и площадь усиления.* При отклонении частоты сигнала от резонансного значения  $f_0 = f_{32}$  коэффициент усиления уменьшается вследствие изменения проводимости резонатора и вследствие уменьшения излучаемой кристаллом мощности при отходе от центральной частоты спектральной линии. В дециметровом и сантиметровом диапазонах полоса пропускания

резонатора меньше ширины спектральной линии, поэтому частотная характеристика усилителя практически совпадает с частотной характеристикой регенеративного нагруженного резонатора. Полоса пропускания КПУ равна

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{1}{Q_H} = \frac{1}{Q_{вн}} - \frac{1}{|Q_M|} + \frac{1}{Q_c} \cong \frac{1}{Q_{вн}} - \frac{1}{|Q_M|}. \quad (2.16)$$

Умножая это уравнение на корень квадратный из коэффициента усиления (2.15) и учитывая, что при больших коэффициентах усиления величины  $Q_{вн}$  и  $|Q_M|$  близки к друг другу, находим

$$\sqrt{K_0} \frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{Q_{вн} + |Q_M|}{Q_{вн}|Q_M|} \cong \frac{2}{|Q_M|}. \quad (2.17)$$

Отсюда видно, что площадь усиления КПУ, равная  $\sqrt{K_0} \frac{2\Delta f}{f_0}$ , при данном кристалле и данном резонаторе есть величина постоянная, определяемая только значением  $|Q_M|$ . Если путем изменения связи КПУ с нагрузкой увеличивать полосу пропускания, то коэффициент усиления уменьшается, и наоборот. Увеличение полосы пропускания КПУ при неизменном усилении достигается путем использования вместо одного двух или нескольких связанных резонаторов.

*Максимальная выходная мощность.* В КПУ, как и в других типах усилителей, при малых входных сигналах мощность на выходе изменяется пропорционально мощности на входе (линейный режим). При этом коэффициент усиления остается постоянным.

При достижении некоторого значения входной мощности коэффициент усиления начинает резко уменьшаться. Причиной уменьшения коэффициента усиления в КПУ является насыщение сигнального перехода, т.е. уменьшение инверсной разности населенностей на рабочих уровнях. В резонаторных КПУ на рубине порог насыщения  $P_{вх \text{ макс}}$  составляет приблизительно  $10^{-8}$  Вт.

После прекращения воздействия мощного сигнала на усилитель его усилительные свойства восстанавливаются не сразу, так как для восстановления инверсии населенности требуется некоторое время, называемое временем восстановления. Оно зависит, в основном, от скорости спин-решеточной релаксации и в усилителях на рубине равно 0,1 – 0,2 с.

### 2.3.2. Параметры КПУ бегущей волны

*Коэффициент усиления.* При расчете коэффициента усиления замедляющую систему можно упрощенно рассматривать как однородную передающую линию и, так же как и в резонаторном КПУ, ввести понятие об отрицательной магнитной добротности

$$Q_M = -\frac{\omega W_1(z) dz}{dP(z)}, \quad (2.18)$$

где  $W_1(z)$  – энергия электромагнитного поля, приходящаяся на единицу длины замедляющей системы;  $dP(z)$  – приращение мощности сигнала на отрезке  $dz$  усилителя, т.е. мощность, излучаемая в объеме кристалла  $dV = S dz$  ( $S$  – площадь поперечного сечения кристалла). Если свойства кристалла и напряженность поля не изменяются по поперечному сечению, то  $dP$  определяется выражением (2.10).

Умножая левую и правую части уравнения (2.18) на групповую скорость  $v_{гр}$  и учитывая, что произведение  $W_1(z) \cdot v_{гр}$  равно мощности  $P(z)$ , переносимой волновой вдоль замедляющей системы, можно записать

$$\frac{dP(z)}{P(z)} = \frac{2\pi f}{|Q_M| v_{гр}} dz. \quad (2.19)$$

Интегрирование этого дифференциального уравнения дает

$$P(z) = P(0) e^{\frac{2\pi f}{|Q_M| v_{гр}} z}, \quad (2.20)$$

где  $P(0)$  – мощность сигнала на входе при  $z = 0$ .

Отсюда коэффициент усиления по мощности, выраженный в децибелах, равен

$$K_{дБ} = 10 \lg \frac{P(l)}{P(0)} = 27,3 \frac{fl}{|Q_M| v_{гр}}, \quad (2.21)$$

где  $l$  – длина замедляющей системы с парамагнитным кристаллом.

Из формулы (2.21) видно, что коэффициент усиления возрастает при уменьшении групповой скорости. Как уже отмечалось в начале параграфа, это связано с увеличением

плотности электромагнитной энергии  $W_1(z) = \frac{P(z)}{v_{гр}}$ , а,

следовательно, и вероятностей вынужденных переходов. Требования, предъявляемые к замедляющим системам КПУ, отличаются от требований, предъявляемых к замедляющим системам электронных приборов СВЧ, например, к ЛБВ. В КПУ нас

интересует уменьшение групповой скорости, а в электронных приборах – фазовой.

Из формулы (2.21) видно также, что коэффициент усиления пропорционален длине кристалла и обратно пропорционален магнитной добротности. Причины такой зависимости очевидны.

При больших входных сигналах в КПУ бегущей волны, как и в резонаторных КПУ, наступает насыщение, и коэффициент усиления резко уменьшается. Формула (2.21) справедлива при условии, что сигнальный переход парамагнитных ионов не насыщен по всему объему кристалла (только в этом случае  $Q_M = const$ ). Порог насыщения в КПУ бегущей волны на рубине составляет приблизительно  $10^{-7}$  Вт.

*Полоса пропускания.* Вследствие широкополосности замедляющих систем полоса пропускания усилителя бегущей волны определяется, главным образом, шириной спектральной линии ЭПР, но оказывается меньше из-за эффекта регенерации. Как и в других типах регенеративных усилителей, произведение полосы пропускания на корень квадратный из коэффициента усиления в КПУ бегущей волны является величиной постоянной.

Приближенное выражение для площади усиления КПУ бегущей волны имеет вид

$$\sqrt{K_{\text{дБ}}} \frac{2\Delta f}{f_0} \cong \sqrt{3} \frac{2\Delta f_{\text{Л}}}{f_0}. \quad (2.22)$$

Для увеличения полосы пропускания в усилителях бегущей волны прибегают к искусственному уширению линии ЭПР. Это достигается либо применением нескольких парамагнитных кристаллов с различными, но близкими центральными частотами линий ЭПР, либо использованием неоднородного магнитного поля. В последнем случае расширение полосы пропускания достигается за счет того, что в различных областях кристалла центральные частоты спектральной линии оказываются различными.

### 2.3.3. Собственные шумы КПУ

Источниками собственных шумов в КПУ являются спонтанное излучение активного вещества и тепловое излучение стенок резонатора или замедляющей системы. Мощность спонтанного излучения в диапазоне СВЧ мала благодаря малости вероятностей спонтанных переходов. Тепловые шумы также незначительны, поскольку КПУ работает при очень низких температурах – порядка нескольких градусов по абсолютной шкале. Поэтому общий уровень

собственных шумов КПУ оказывается значительно ниже, чем в других типах усилителей СВЧ.

Эффективная шумовая температура КПУ бегущей волны может быть определена по следующей формуле:

$$T_{ш} = |T_s| + T \frac{L_{дБ}}{K_{дБ}}, \quad (2.23)$$

где  $|T_s|$  – «спиновая температура», характеризующая инверсию населенностей на рабочих уровнях и определяемая из соотношения

$$\frac{n_3}{n_2} = e^{\frac{hf_{32}}{k|T_s|}}, \quad \text{аналогично уравнению (1.2) для равновесной}$$

системы;  $T$  – температура КПУ;  $L_{дБ}$  – затухание в замедляющей системе, дБ;  $K_{дБ}$  – коэффициент усиления КПУ.

В уравнении (2.23) первый член правой части обусловлен спонтанным излучением рабочего вещества, а второй – тепловыми шумами. Поскольку КПУ работают при температурах жидкого гелия (1,2 – 4,2°К) и  $K_{дБ} \gg L_{дБ}$  то в уравнении (2.23) можно пренебречь вторым членом и считать, что  $T_{ш} \cong |T_s|$ .

Спиновую температуру  $|T_s|$  можно определить через величины, поддающиеся измерению. Из уравнения  $\frac{n_3}{n_2} = e^{\frac{hf_{32}}{k|T_s|}}$ , следует:

$$|T_s| = \frac{hf_{32}}{k} \cdot \frac{1}{\ln \frac{n_3}{n_2}} = \frac{hf_{32}}{k} \cdot \frac{1}{\ln(1 + \frac{\Delta n_{32}}{n_2})} \cong \frac{hf_{32} n_2}{k \Delta n_{32}}.$$

Подставляя сюда значение инверсной разности населенностей  $\Delta n_{32}$  из (2.9) и полагая  $n_2 \cong \frac{N}{3}$ , а  $p_{32} \ll \omega_{32} + \omega_{12}$ , получаем

$$|T_s| = T \frac{f_{32}(\omega_{32} + \omega_{12})}{\omega_{21}f_{21} - \omega_{32}f_{32}}. \quad (2.24)$$

Часто оказывается, что вероятности релаксационных переходов примерно одинаковы. Тогда

$$|T_s| \cong \frac{2Tf_{32}}{f_{21} - f_{32}}. \quad (2.25)$$

Расчет по этой формуле показывает, что эффективная температура шума  $T_{ш} \cong |T_s|$  составляет единицы градусов по абсолютной шкале.

Эффективная температура шума резонаторных КПУ равна

$$T_{ш} \cong |T_s| + \frac{|Q_M|}{Q_c} T. \quad (2.26)$$

Так как собственная добротность резонатора  $Q_c$  намного больше магнитной добротности  $|Q_M|$ , а температура резонатора  $T \cong 1 - 4^\circ\text{K}$ , то в (2.26) можно пренебречь последним членом и считать  $T_{ш} \cong |T_s|$ .

Таким образом, и КПУ бегущей волны, и резонаторные КПУ характеризуются очень низкой температурой шума порядка нескольких единиц градусов. В практических конструкциях усилителей шумы возрастают за счет потерь в волноводах. Однако обычно температура шума не превосходит  $10^\circ\text{K}$ .

## 2.4. Конструкции КПУ

Схемы устройства резонаторного КПУ и КПУ бегущей волны показаны соответственно на рис. 2.6 и рис. 2.7. Кроме рабочего вещества, резонатора или замедляющей системы, генератора накачки и высокочастотных трактов сигнала и накачки, необходимыми элементами КПУ являются также магниты и криостат с жидким гелием. Магниты предназначены для создания постоянного магнитного поля, обеспечивающего необходимое расщепление энергетических уровней парамагнитных ионов. Криостат с жидким гелием, в который помещается резонатор или замедляющая система, обеспечивает охлаждение рабочего вещества до температур  $\leq 4,2^\circ\text{K}$ . Охлаждение КПУ до таких низких температур необходимо по ряду причин. Как уже отмечалось, при понижении температуры увеличивается излучаемая парамагнитным кристаллом мощность, уменьшаются тепловые шумы и увеличивается время спин-решетчатой релаксации, что позволяет достичь насыщения вспомогательного перехода при меньшей мощности накачки.

Рассмотрим особенности конструкции основных узлов КПУ.

1. *Резонаторы.* К резонаторам КПУ, помимо обычных требований высокой собственной добротности, возможности перестройки частоты и изменения связи с нагрузкой, предъявляется специфическое требование: они должны резонировать одновременно на частотах сигнала и накачки. В дециметровом диапазоне и длинноволновой части сантиметрового диапазона двухчастотные резонаторы обычно представляют собой полосковый резонатор на частоте сигнала и волноводный резонатор на частоте накачки. Устройство подобного резонатора схематически показано на рис. 2.8.

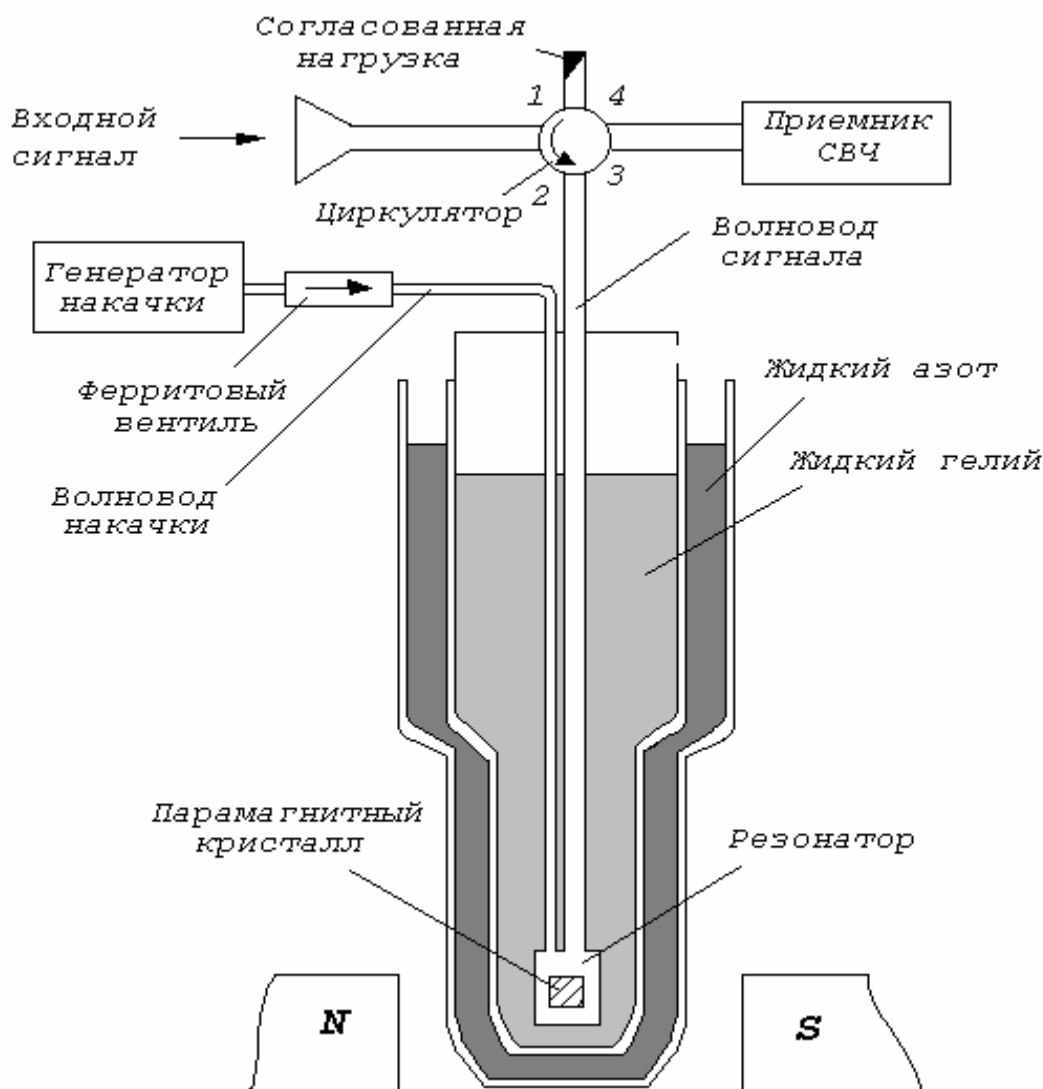


Рис. 2.6. Схема устройства резонаторного КПУ

На частоте сигнала резонатор образован четвертьволновой полосковой линией, у которой внутренним проводником является полоска 1, а внешним – волновод 2. На частоте накачки резонатор образован отрезком волновода между торцевой стенкой 3 и поршнем 4; в нем возбуждаются колебания типа  $TE_{10p}$ . Парамагнитный кристалл 5 расположен у торцевой стенки в области пучностей магнитных полей сигнала и накачки. В коротковолновой части сантиметрового диапазона часто используются волноводные резонаторы, целиком заполненные рабочим веществом. В них одновременно возбуждаются низший тип колебаний на частоте сигнала и один из высших типов на частоте накачки. Связь с волноводами сигнала и накачки осуществляется через отверстия в стенках резонатора.



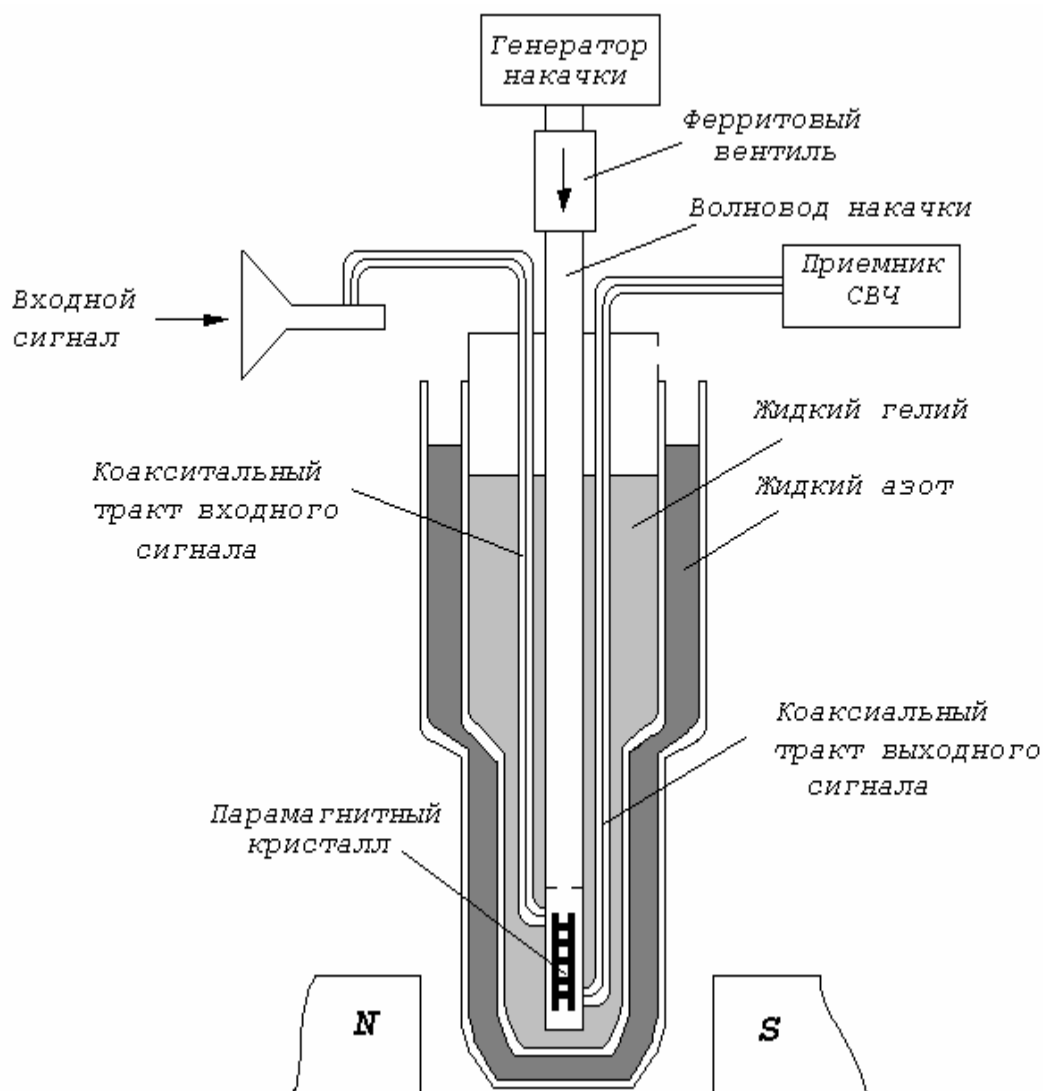


Рис. 2.7. Схема устройства КПУ бегущей волны

2. *Замедляющие системы.* К замедляющим системам для КПУ предъявляются следующие требования: возможно больший коэффициент замедления по групповой скорости (в отличие от замедляющих систем электронных приборов, предназначенных для уменьшения фазовой скорости), достаточная широкополосность и малые потери. Кроме того, в замедляющих системах для КПУ структура высокочастотного магнитного поля должна быть такой, чтобы можно было легко осуществить невзаимное распространение, т.е. усиление прямой волны и ослабление обратной.

Указанным требованиям удовлетворяет штыревая гребенчатая замедляющая система, представленная на рис. 2.9,а. Она состоит из ряда штырей 1, установленных в прямоугольном волноводе 2 параллельно его широким стенкам. Основанием гребенчатой

системы служит одна из узких стенок волновода. В КПУ бегущей волны с одной стороны от гребенки располагается парамагнитный кристалл 3, с другой – ферритовый невзаимный поглотитель 4. Усиливаемый сигнал передается по коаксиальной линии 5, усиленный – по коаксиальной линии 6. Сигнал накачки распространяется по волноводу 2 в виде основной волны  $TE_{10}$ , на которую гребенка не оказывает существенного влияния. Волновод может быть замкнут и представлять собой резонатор на частоте накачки.

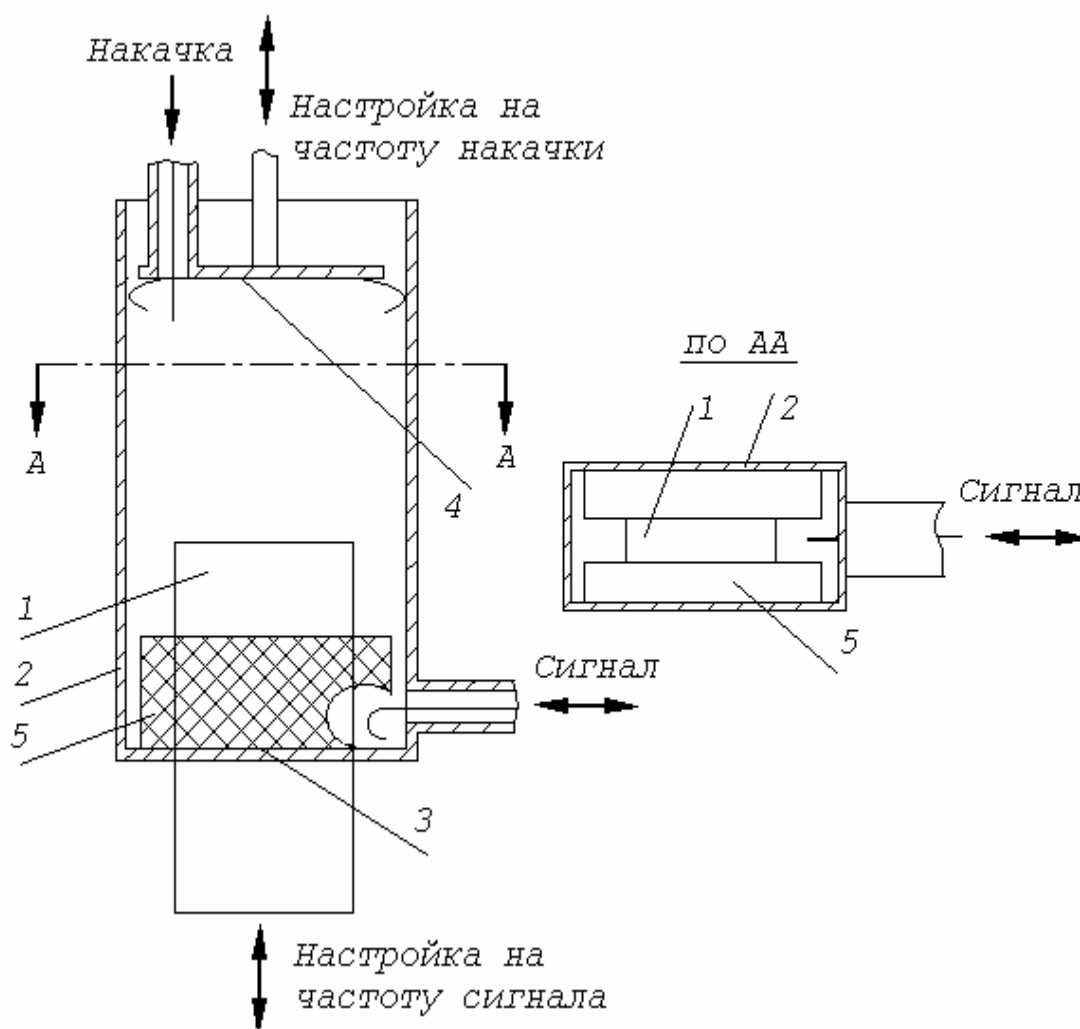


Рис. 2.8. Схема устройства двухчастотного резонатора

Каждый штырь гребенки подобен четвертьволновой линии (на частоте сигнала), закороченной на одном конце и разомкнутой на другом, с колебаниями типа  $TEM$ . Поэтому вблизи основания штырей силовые линии высокочастотного магнитного поля близки к

концентрическим окружностям. В целом, замедляющая система подобна цепочке из связанных между собой четвертьволновых резонаторов. Магнитные силовые линии гребенки показаны на рис. 2.9,б пунктиром. Вектор напряженности высокочастотного магнитного поля  $\vec{H}$  с обеих сторон от гребенки имеет эллиптическую поляризацию. Направления вращения вектора  $\vec{H}$  в прямой волне отмечены на рис. 2.9,б. В обратной волне они противоположны. Исходя из классической модели парамагнитного и ферромагнитного резонанса, нетрудно понять, что при такой поляризации вектора  $\vec{H}$  прямая волна, взаимодействующая с активным парамагнитным веществом, не будет взаимодействовать с ферритом, в то время как волна обратного направления взаимодействует только с ферритом. В результате прямая волна усиливается, а обратная ослабляется.

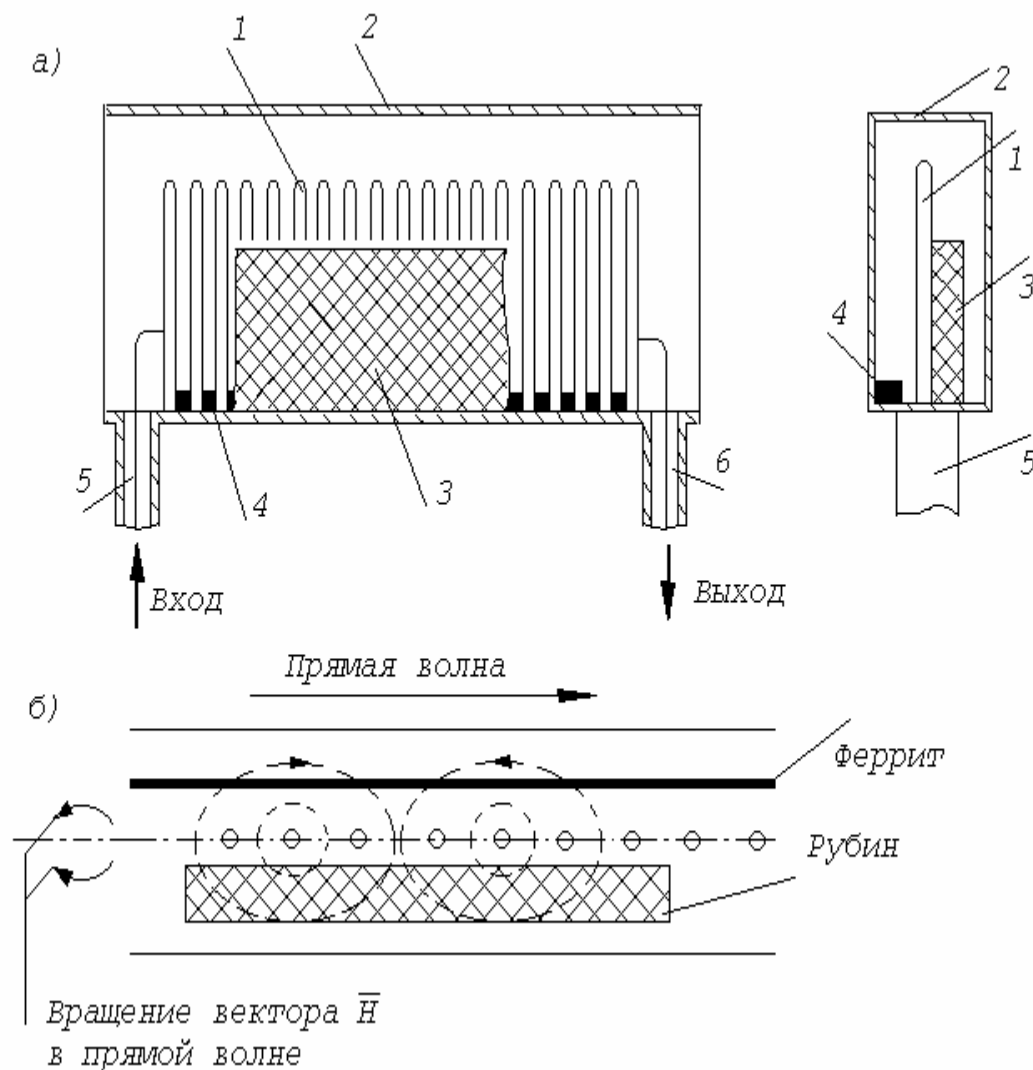


Рис. 2.9. Схема устройства штыревой гребенчатой замедляющей системы

Кроме описанной гребенчатой замедляющей системы, в КПУ применяются и другие типы штыревых замедляющих систем. При большой диэлектрической проницаемости парамагнитного кристалла необходимое замедление можно обеспечить путем заполнения волновода (с уменьшенными поперечными размерами) парамагнитным веществом.

3. *Охлаждение.* Криостаты, используемые в КПУ, обычно представляют собой двойные сосуды Дьюара, подобные показанному на рис. 2.7. Внутренний сосуд Дьюара заполняется жидким гелием, внешний – жидким азотом. Последний играет роль теплового экрана, который уменьшает поток тепла, поступающего извне в жидкий гелий, и тем самым способствует уменьшению расхода жидкого гелия. Разработаны также безазотные металлические криостаты. Емкость криостатов – единицы литров; время непрерывной работы усилителя без доливки жидкого гелия – от нескольких часов до одних суток. В случае длительной работы КПУ необходимость периодической заливки жидкого гелия в сосуд Дьюара существенно усложняет эксплуатацию усилителя.

В настоящее время разработаны холодильные машины замкнутого цикла, обеспечивающие охлаждение КПУ без заливки жидкого гелия извне, однако они имеют достаточно большие вес, габариты и потребляемую мощность.

4. *Магнитные системы.* Необходимое магнитное поле величиной порядка нескольких тысяч гаусс может быть создано постоянным магнитом или электромагнитом, между полюсами которого размещается криостат. Однако в этом случае зазор между полюсами магнита должен быть большим и магниты оказываются громоздкими и тяжелыми. Размеры и вес КПУ удастся значительно уменьшить, используя постоянные магниты, размещенные внутри криостата. Наиболее удачным решением является применение электромагнитов со сверхпроводящими обмотками, устанавливаемых в криостате с жидким гелием. Помимо существенного уменьшения размеров и веса, это позволяет обеспечить стабильную работу КПУ благодаря исключению нестабильностей, связанных с изменениями магнитного поля.

### **3. КВАНТОВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ**

#### **3.1. Устройство и принцип действия атомных и молекулярных генераторов**

##### **3.1.1. Рабочее вещество**

Квантовые генераторы диапазона СВЧ предназначены для генерации колебаний, обладающих высокой точностью установки и стабильностью частоты. Значение этих параметров определяется, главным образом, шириной используемой спектральной линии рабочего вещества. Чем меньше ширина спектральной линии, тем лучше параметры генератора. Поэтому для генерации высокостабильных колебаний СВЧ, как правило, используются газообразные рабочие вещества. Однако даже в разреженных газах тепловое движение частиц приводит к уширению линии вследствие соударений частиц друг с другом, со стенками сосуда и из-за влияния эффекта Доплера.

Воздействие указанных факторов на ширину линий может быть существенно ослаблено, если вместо обычных газов с хаотическим движением частиц использовать направленные потоки молекул или атомов, слабо взаимодействующих друг с другом, т.е. движущихся почти без соударений. Такие потоки частиц, называемые молекулярными или атомными пучками, используются в качестве рабочего вещества в большинстве квантовых генераторов СВЧ. В зависимости от вида используемых частиц генераторы называют молекулярными (МГ) или атомными (АГ).

К рабочему веществу молекулярных и атомных генераторов предъявляются следующие требования:

- энергетический спектр частиц должен иметь переходы с частотами, попадающими в диапазон СВЧ;
- рабочие уровни должны соответствовать не слишком большим значениям энергии, чтобы они эффективно заселялись при температуре, легко достижимой в источнике пучка;
- вероятность вынужденного перехода между рабочими уровнями должна быть достаточной для обеспечения эффективной передачи энергии от пучка атомов или молекул электромагнитному полю;
- вещество должно быть химически устойчивым и не токсичным.

Одновременно всем перечисленным требованиям удовлетворяют лишь немногие вещества. В настоящее время

созданы молекулярные генераторы на аммиаке, формальдегиде, атомный генератор на водороде и некоторые другие.

### 3.1.2. Устройство и принцип действия молекулярного и атомного генераторов

Схема устройства и принцип действия всех молекулярных и атомных генераторов пучкового типа в основных чертах одинаковы. На рис. 3.1 представлена схема устройства генераторов такого типа, там же приведены основные функциональные узлы МГ (АГ): источник молекулярного или атомного пучка, сортирующее устройство и резонатор. Все перечисленные функциональные узлы находятся в корпусе, внутри которого поддерживается высокий вакуум.

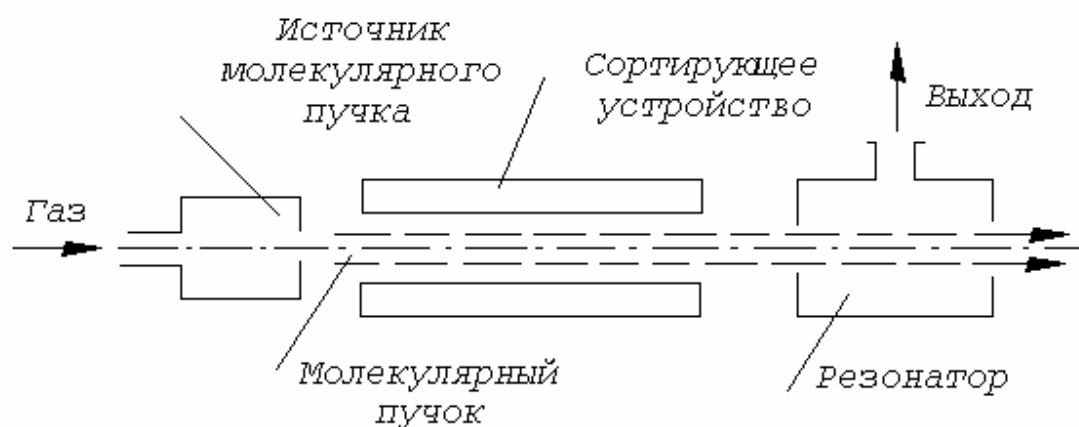


Рис. 3.1. Схема устройства молекулярного генератора пучкового типа

Источник пучка формирует из поступающего в него газа направленный поток микрочастиц, движущихся почти без соударений друг с другом в сторону резонатора. Микрочастицы в пучке, выходящем из источника, распределены по энергетическим уровням в соответствии с законом Больцмана.

Сортирующее устройство предназначено для создания инверсии населенностей на двух выбранных рабочих уровнях. Данная задача решается путем пространственного разделения частиц, находящихся в различных энергетических состояниях. Сортирующее устройство обеспечивает фокусировку микрочастиц верхнего рабочего уровня на оси прибора и удаление микрочастиц нижнего рабочего уровня на периферию. В результате этого в пучке, поступающем в резонатор, населенность верхнего рабочего уровня оказывается больше, чем нижнего:  $n_j > n_i$ .

Резонатор предназначен для отбора энергии от молекулярного (атомного) пучка. Под воздействием электромагнитного поля резонатора, настроенного на частоту рабочего перехода  $f_{ji}$ , в пучке происходят вынужденные переходы микрочастиц с одного рабочего уровня на другой. Поскольку населенность верхнего уровня больше, чем населенность нижнего:  $n_j > n_i$ , энергия передается от пучка полю резонатора, из которого она частично отводится в нагрузку.

"Отработанные" молекулы (атомы), вылетевшие из резонатора совместно с отсортированными сортирующей системой, отводятся из генератора вакуумным насосом.

Процесс самовозбуждения генератора начинается с вынужденных переходов некоторых микрочастиц под воздействием поля теплового излучения стенок резонатора. Если мощность вынужденного излучения оказывается больше мощности потерь, то в резонаторе происходит накопление энергии. При этом количество вынужденных переходов в единицу времени возрастает, что в свою очередь приводит к дальнейшему росту амплитуды колебаний. Увеличение амплитуды при значительных интенсивностях пучка ограничивается тем, что растет число микрочастиц, совершающих до вылета из резонатора обратный поглощательный переход  $W_i \rightarrow W_j$ . В режиме установившихся колебаний мощность, излучаемая частицами, расходуется на компенсацию потерь в резонаторе и в нагрузке.

Все молекулярные и атомные генераторы пучкового типа состоят из одинаковых по назначению и выполняемым функциям узлов. Однако они существенно различаются между собой по конструкции этих узлов.

Ниже рассмотрим особенности устройства и работы водородного генератора, обладающего наивысшей стабильностью частоты.

### 3.1.3. Генератор на пучке атомов водорода

Как известно, атом водорода состоит из одного протона и одного электрона. Протон и электрон обладают спиновыми магнитными моментами, взаимодействие которых приводит к расщеплению основного уровня на два так называемых уровня сверхтонкой структуры. Во внешнем магнитном поле наблюдается эффект Зеемана: верхний из уровней сверхтонкой структуры расщепляется на три магнитных (зеемановских) подуровня 2, 3, 4, положение которых зависит от напряженности магнитного поля (рис. 3.2).

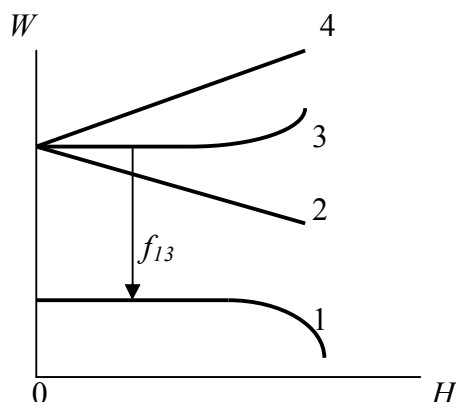


Рис. 3.2. Энергетические уровни атома водорода

Нижний нерасщепляющийся уровень 1 сверхтонкой структуры при изменении магнитного поля  $H$  также испытывает смещение. В качестве рабочего перехода в генераторе используется переход между уровнями 1 и 3 с частотой  $f_{13} \cong 1420 \text{ МГц}$  при  $H = 0$ . Выбор этого перехода обусловлен следующими причинами: частота перехода  $f_{13}$  в слабых магнитных полях практически не зависит от  $H$ , что необходимо для обеспечения высокой стабильности частоты генератора; характер смещения уровней 1 и 3 в сильных магнитных полях позволяет осуществить пространственную сортировку атомов водорода.

Источник атомного пучка представляет собой камеру объемом в несколько кубических сантиметров, имеющую одно входное и ряд выходных отверстий. Через входное отверстие в камеру под давлением  $\sim 0,1 - 0,5 \text{ тор}$  подается молекулярный водород. С помощью высокочастотного генератора в газе возбуждается разряд, вызывающий диссоциацию молекул, т.е. распад их на атомы. Образовавшийся атомарный водород истекает из камеры по параллельным выходным каналам в область низкого давления ( $\sim 10^{-7} \text{ тор}$ ). Для того чтобы при выходе из источника газ образовывал атомарный пучок, а не турбулентную струю, в которой происходят соударения между атомами, диаметр выходных отверстий выполнен меньшим, чем длина свободного пробега атомов. Необходимая скорость истечения газа обеспечивается увеличением количества каналов.

В качестве примера можно привести следующие данные источника атомного пучка одного из действующих водородных генераторов. Источник представляет собой разрядную камеру диаметром и длиной около 25 мм, помещенную между двумя катушками лампового генератора с частотой колебаний  $\sim 110 \text{ МГц}$  и



мощностью  $\sim 10$  Вт. Пучок формируется системой из 150 параллельных каналов диаметром  $8 \cdot 10^{-2}$  мм и длиной 1,4 мм. Источник дает около  $10^{17}$  атомов в секунду.

Сортирующее устройство водородного генератора представляет собой шестиполюсный магнит (рис. 3.3), создающий резко неоднородное магнитное поле: минимальное на оси и быстро возрастающее при удалении от нее. Сортировка атомов основана на использовании зависимости их внутренней энергии от напряженности внешнего магнитного поля. В соответствии с общим физическим законом атомы стремятся занять в пространстве наиболее устойчивое положение, при котором их энергия во внешнем поле была бы минимальной. Так как энергия атомов верхнего рабочего уровня 3 (рис. 3.2) минимальна при  $H = 0$ , то в неоднородном магнитном поле на них действует сила, направленная к оси системы. Она обеспечивает фокусировку атомов верхнего рабочего уровня на оси прибора при входе в резонатор. Напротив, энергия атомов нижнего рабочего уровня 1 уменьшается с ростом  $H$ , поэтому они перемещаются от оси прибора на периферию. В результате сортировки атомов, в пучке, входящем в резонатор, населенности рабочих энергетических уровней оказываются инвертированными:  $n_3 > n_1$ . При полном потоке из источника  $10^{17} \frac{\text{атомов}}{\text{сек}}$  поток атомов верхнего уровня, попадающих в резонатор, составляет  $10^{13} \frac{\text{атомов}}{\text{сек}}$ . Размеры типичного сортирующего магнита следующие: длина 100 мм, зазор между полюсами  $\sim 3$  мм.

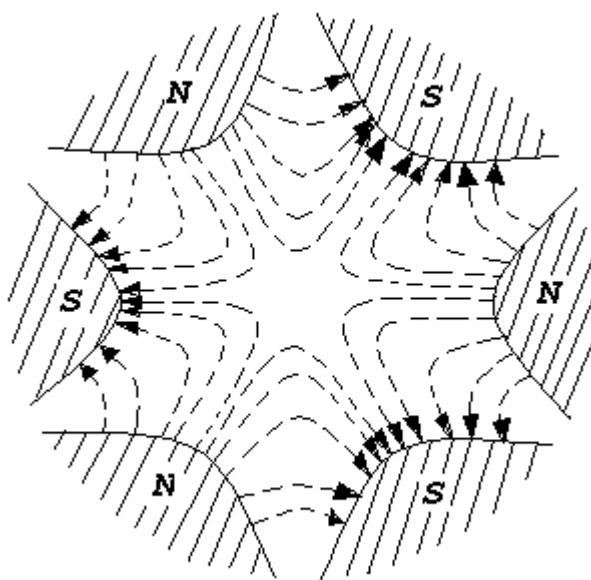


Рис. 3.3. Сортирующее устройство водородного генератора

Взаимодействие атомов водорода с электромагнитным полем осуществляется в цилиндрическом резонаторе с колебаниями  $TE_{011}$ . Использование этого типа колебаний позволяет получить высокое значение собственной добротности, необходимое для обеспечения самовозбуждения генератора. Существенное влияние на параметры генератора оказывает время взаимодействия атомов с полем. Как будет показано ниже, при увеличении времени взаимодействия уменьшается необходимый для работы молекулярного или атомного генератора поток активных частиц и возрастает стабильность частоты. В водородном генераторе для увеличения времени взаимодействия атомов с полем в резонаторе установлена накопительная камера. Она представляет собой кварцевую колбу, покрытую изнутри тонким слоем тефлона, с небольшим входным отверстием для прохода атомного пучка (рис. 3.4).

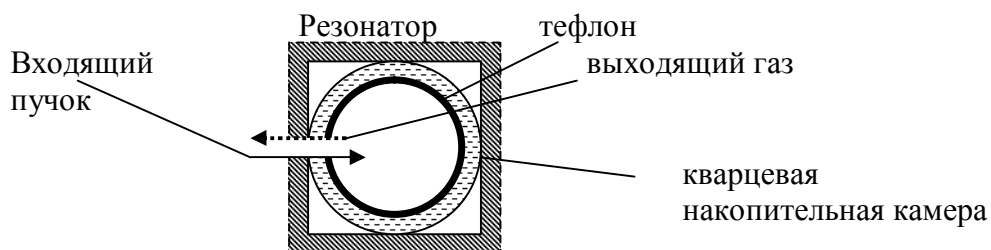


Рис. 3.4. Накопительная камера

Попав в камеру, атомы испытывают многократные столкновения со стенками, прежде чем покинут ее через то же самое входное отверстие. Использование накопительной камеры оказывается возможным благодаря следующей важной особенности атомов водорода. Их внутреннее состояние не изменяется при соударении со стенками накопительной камеры, покрытой тефлоном или парафином. Время взаимодействия атомов с полем составляет примерно 1 секунду.

## 3.2. Параметры и применение атомных и молекулярных генераторов

### 3.2.1. Пусковой поток

Минимальный поток активных микрочастиц, необходимый для возникновения генерации, называется пусковым потоком. Его величину можно найти из уравнения установившихся колебаний:

$P_{\text{изл}} = P_{\text{пот}}$ , если известны выражения для излучаемой пучком мощности  $P_{\text{изл}}$  и мощности потерь  $P_{\text{пот}}$ .

В генераторах пучкового типа излучаемая в резонаторе мощность равна произведению энергии  $hf_{\text{л}}$ , излучаемой одной микрочастицей, на число активных микрочастиц  $n_a = n_j - n_i$ , влетающих в резонатор за 1 секунду, и на вероятность  $\gamma$  перехода микрочастицы с верхнего рабочего уровня на нижний уровень за время пролета ее через резонатор

$$P_{\text{изл}} = hf_{\text{л}} n_a \gamma. \quad (3.1)$$

Вероятность вынужденных переходов  $\gamma$  рассчитывается квантомеханическими методами. При равенстве центральной частоты спектральной линии и частоты колебаний индуцирующего электромагнитного поля ( $f_{\text{л}} = f_0$ ) расчет дает

$$\gamma = \sin^2\left(\frac{\pi m \mu_0 H}{h} \bar{\tau}\right), \quad (3.2)$$

где  $H$  – амплитуда напряженности магнитного поля СВЧ;  $m$  – магнитный дипольный момент рабочего перехода;  $\bar{\tau}$  – среднее время взаимодействия микрочастиц с полем. Если микрочастицы обладают электрическим, а не магнитным дипольным моментом, то в формулу, аналогичную (3.2), входят электрический дипольный момент и напряженность электрического поля СВЧ.

Колебательный характер зависимости  $\gamma(\bar{\tau})$  объясняется следующими причинами. При малых значениях  $\bar{\tau}$  возрастание времени взаимодействия приводит к возрастанию вероятности перехода активной микрочастицы с верхнего рабочего уровня на нижний. Однако если  $\bar{\tau}$  достаточно велико, то микрочастицы, совершив переход с верхнего уровня на нижний, могут затем вновь перейти на верхний уровень. Поэтому вероятность нахождения микрочастицы на нижнем уровне  $\gamma$  уменьшается.

Полную мощность потерь можно выразить через нагруженную добротность резонатора  $Q_n$ , исходя из определения добротности

$$P_{\text{пот}} = \frac{2\pi f_0 W}{Q_n} = \frac{\pi f_0 \int_V \mu_0 H^2 dV}{Q_n}. \quad (3.3)$$

Если в (3.3) для простоты пренебречь изменением амплитуды напряженности магнитного поля  $H$  по объему резонатора  $V$ , то приближенно получим:

$$P_{\text{пот}} \cong \frac{\pi f_{\text{л}} \mu_0 H^2 V}{Q_n}, \quad (3.4)$$

где учтено, что  $f_{\text{л}} = f_0$ .

Приравнявая (3.1) к (3.4), записываем уравнение установившихся колебаний в развернутом виде

$$n_a h f_{\text{л}} \sin^2\left(\frac{\pi t \mu_0 H \bar{\tau}}{h}\right) = \frac{\pi f_{\text{л}} \mu_0 H^2 V}{Q_{\text{н}}}. \quad (3.5)$$

Из этого уравнения легко найти величину пускового потока, полагая, что амплитуда напряженности магнитного поля стремится к нулю. При  $H \rightarrow 0 \sin^2\left(\frac{\pi t \mu_0 H \bar{\tau}}{h}\right) \cong \left(\frac{\pi t \mu_0 H \bar{\tau}}{h}\right)^2$  и, следовательно,

$$n_{a \text{ пуск}} = \frac{hV}{\pi \mu_0 t^2 \bar{\tau}^2 Q_{\text{н}}}. \quad (3.6)$$

В генераторе определенной конструкции из всех величин, входящих в (3.6), можно изменять только  $Q_{\text{н}}$ . Для уменьшения пускового потока необходимо увеличивать  $Q_{\text{н}}$ , т.е. уменьшать связь резонатора с нагрузкой. При очень слабой связи в (3.6) вместо  $Q_{\text{н}}$  можно подставить собственную добротность резонатора  $Q_{\text{с}}$ . Оценивая величину пускового потока по формуле (3.6), для водородного генератора получаем:  $n_{a \text{ пуск}} \cong 10^{13} \frac{\text{атомов}}{\text{сек}}$ .

### 3.2.2. Выходная мощность

Мощность  $P_{\text{вых}}$ , поступающая в нагрузку, связана с полной мощностью потерь соотношением  $P_{\text{вых}} = \frac{Q_{\text{н}}}{Q_{\text{вн}}} P_{\text{пот}}$ , где  $Q_{\text{вн}}$  – внешняя добротность. Подставляя в это соотношение значение  $P_{\text{пот}}$  из (3.4), получаем

$$P_{\text{вых}} = \frac{\pi f_{\text{л}} \mu_0 H^2 V}{Q_{\text{вн}}}. \quad (3.7)$$

Если известны данные пучка, резонатора и нагрузки, то, определяя из (3.5) амплитуду поля  $H$  и подставляя ее в (3.7), можно найти выходную мощность в установившемся режиме.

Выходная мощность зависит от числа активных частиц  $n_a$ , поступающих в резонатор за 1 секунду. Эта зависимость входит в (3.7) в неявном виде, поскольку при изменении  $n_a$  изменяется напряженность поля  $H$ . Проанализируем зависимость  $H$  и, следовательно,  $P_{\text{вых}}$  от  $n_a$ . Для этого перепишем уравнение (3.5) с учетом (3.6) в более удобном виде

$$\frac{n_a}{n_{a \text{ пуск}}} = \frac{\left(\frac{\pi\mu_0 m H \bar{\tau}}{h}\right)^2}{\sin^2\left(\frac{\pi\mu_0 m H \bar{\tau}}{h}\right)}. \quad (3.8)$$

График зависимости  $\theta = \frac{\pi\mu_0 m H \bar{\tau}}{h}$  от относительной интенсивности пучка  $\frac{n_a}{n_{a \text{ пуск}}}$  показан на рис. 3.5. Так как  $m$  и  $\bar{\tau}$  являются постоянными, то кривая характеризует зависимость амплитуды  $H$  от  $\frac{n_a}{n_{a \text{ пуск}}}$ . Из рис. 3.5 видно, что увеличение интенсивности пучка сверх  $\frac{n_a}{n_{a \text{ пуск}}} = 1$  приводит первоначально к возрастанию  $H$ , после чего наступает насыщение.

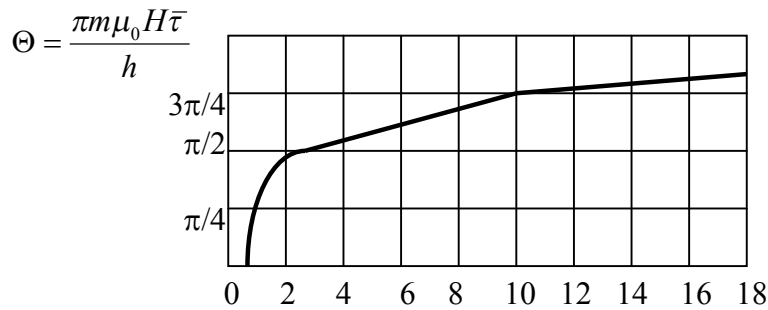


Рис. 3.5. График зависимости величины  $\theta$  от относительной интенсивности пучка

При больших значениях  $\frac{n_a}{n_{a \text{ пуск}}}$  величина  $\theta = \frac{\pi\mu_0 m H \bar{\tau}}{h}$  стремится к

$\pi$ . Следовательно, максимальное значение напряженности магнитного поля, соответствующее сильному насыщению, равно

$$H_{\text{нас}} \cong \frac{h}{\mu_0 m \bar{\tau}}. \quad (3.9)$$

Максимальная выходная мощность при насыщении будет определяться выражением

$$P_{\text{вых нас}} = \frac{\pi f_{\text{л}} \mu_0 H_{\text{нас}}^2 V}{Q_{\text{вн}}} \cong \frac{\pi h^2 f_{\text{л}} V}{\mu_0 m^2 \bar{\tau}^2 Q_{\text{вн}}}. \quad (3.10)$$

Из (3.10) следует, что значение  $P_{\text{вых нас}}$  может быть увеличено путем увеличения связи резонатора с нагрузкой. Однако при этом возрастают  $n_{\text{а пуск}}$  и необходимое для насыщения значение  $n_{\text{а}}$ . Кроме того, при увеличении связи резонатора с нагрузкой недопустимо возрастает ее влияние на частоту генерируемых колебаний. Поэтому молекулярные и атомные генераторы всегда работают при очень слабой связи с нагрузкой. Максимальная выходная мощность водородного генератора составляет  $\sim 10^{-11}$  Вт.

### 3.2.3. Ширина линии излучения

Ширина спектральной линии микрочастиц в газе, как известно, определяется временем их жизни в возбужденном состоянии и влиянии эффекта Доплера. В молекулярном пучке скорости молекул направлены преимущественно вдоль оси пучка, что уменьшает разброс радиальных составляющих скоростей и сокращает доплеровскую ширину линии. Кроме того, доплеровское уширение линии связанное с разбросом продольных составляющих скоростей молекул, может быть уменьшено путем выбора такого типа колебания резонатора молекулярного генератора, при котором фазовая скорость электромагнитной волны в направлении движения молекул стремится к бесконечности. Чаще всего с этой целью используют колебания типа  $TM_{010}$  в круглом волновом. (Стоячая волна в волноводном резонаторе представляется суперпозицией двух бегущих волн. Колебания  $TM_{010}$  в круглом резонаторе можно рассматривать как суперпозицию падающей и отраженной волн типа  $TM_{01}$  в круглом волновом при  $\lambda \rightarrow \lambda_{\text{кр}}$ , т.е.  $v_{\text{ф}} \rightarrow \infty$ ). В водородном генераторе влияние эффекта Доплера на ширину спектральной линии может быть также устранено путем выбора достаточно малых размеров накопительной ячейки.

Таким образом, ширина спектральной линии микрочастиц в молекулярных и атомных генераторах определяется, главным образом, временем их жизни на верхнем рабочем уровне. В молекулярном генераторе время жизни приблизительно равно среднему времени пролета молекул через резонатор  $\bar{\tau}$  и ширина спектральной линии согласно (1.15), (1.16) равняется

$$2\Delta f_{\text{л}} \cong \frac{1}{2\pi\bar{\tau}}. \quad (3.11)$$

В водородном генераторе атомный пучок, попав в накопительную ячейку, разрушается, и атомы движутся в ней хаотически. Поэтому возрастает вклад, вносимый в ширину спектральной линии соударениями атомов друг с другом.

Определяемая по формуле (3.11) ширина линии атомов водорода при  $\bar{\tau} \cong 1$  с составляет доли герца, а уширение линии, обусловленное соударениями, имеет значение порядка 15 – 20 Гц. Добротность спектральной линии атомов водорода равна

$$Q_{\text{л}} = \frac{f_{\text{л}}}{2\Delta f_{\text{л}}} \cong 10^8.$$

Ширина линии излучения молекулярного и атомного генераторов оказывается во много раз меньше ширины спектральной линии микрочастиц из-за эффекта регенерации. При возбуждении генератора в начальный момент микрочастицы совершают вынужденные переходы под действием теплового излучения стенок резонатора и так как спектральная плотность этого излучения практически не зависит от частоты, то ширина линии излучения равна  $2\Delta f_{\text{л}}$ . В дальнейшем из-за накопления в резонаторе излучаемой микрочастицами энергии увеличивается ее спектральная плотность на частотах, близких к центральной частоте линии. В результате увеличивается вероятность вынужденного испускания на соответствующих частотах, что приводит к дальнейшей концентрации энергии в узком частотном интервале. Таким образом, возрастание амплитуды колебаний в молекулярном и атомном генераторах сопровождается сужением линии излучения  $2\Delta f_{\text{л}}$ . В установившемся режиме из-за рассмотренного эффекта колебания молекулярного и атомного генераторов являются близкими к монохроматическим. У водородного генератора относительная ширина спектральной линии излучения составляет  $\frac{2\Delta f_{\text{л}}}{f_{\text{л}}} \cong 2 \cdot 10^{-15}$ .

#### 3.2.4. Стабильность частоты

Центральная частота линии излучения молекулярного и атомного генераторов может быть определена по следующей приближенной формуле:

$$f = f_{\text{л}} + (f_0 - f_{\text{л}}) \cdot \frac{Q_{\text{с}}}{Q_{\text{л}}}, \quad (3.12)$$

где  $f_{\text{л}}$  и  $Q_{\text{л}}$  – соответственно центральная частота и добротность спектральной линии;  $f_0$  и  $Q_{\text{с}}$  – собственная частота и добротность резонатора.

Влияние резонатора на частоту генерируемых колебаний молекулярного и атомного генератора аналогично явлению затягивания частоты автогенератора, колебательная система которого состоит из двух связанных контуров. В молекулярном и

атомном генераторах такими связанными колебательными системами являются активные микрочастицы и резонатор. Так как добротность резонатора на несколько порядков меньше добротности используемой спектральной линии, то соответственно слабее и его влияние на частоту генерации. Тем не менее, колебания собственной частоты резонатора, обусловленные нестабильностью его температуры, могут являться одной из основных причин нестабильности частоты молекулярного генератора.

Как следует из (3.12), для увеличения стабильности частоты необходимо увеличивать добротность используемой спектральной линии. В водородном генераторе это достигается путем увеличения времени взаимодействия атомов с электромагнитным полем в накопительной ячейке. Из (3.12) также видно, что стабильность частоты может быть увеличена за счет уменьшения добротности резонатора  $Q_c$ . Однако это делать нецелесообразно, поскольку при меньших  $Q_c$  необходимы большие потоки микрочастиц для возбуждения и работы генератора. Для уменьшения уходов частоты, связанных с изменением температуры, резонатор молекулярного и атомного генераторов тщательно термостатируют, обеспечивая стабильность температуры с точностью до сотых долей градуса.

Стабильность частоты генерируемых колебаний зависит не только от стабильности собственной частоты резонатора, но и от ряда других факторов. Например, в водородном генераторе внешние магнитные поля вызывают сдвиги центральной частоты спектральной линии, а их неоднородность приводит к уширению линии, что также ухудшает стабильность частоты. Для того чтобы ослабить влияние внешних магнитных полей, резонатор водородного генератора заключают в многослойный магнитный экран. Изменение числа микрочастиц, влетающих в резонатор, или изменение их состояний также может приводить к уходу частоты.

Стабильность частоты характеризуется среднеквадратичным значением изменения частоты за определенный промежуток времени. Наилучшая относительная стабильность частоты в настоящее время получена у водородного генератора. Она имеет значение  $\sim 2 \cdot 10^{-14}$  в день. Воспроизводимость частоты генератора от включению обеспечивается с точностью  $\sim 10^{-13}$ .

### 3.2.5. Применение молекулярных и атомных генераторов

Область применения молекулярных и атомных генераторов определяется их основными свойствами: высокой точностью установки, воспроизводимостью и стабильностью частоты. Молекулярные и атомные генераторы используются для создания



стандартов частоты – приборов, выдающих электромагнитные колебания с фиксированной частотой или набором фиксированных частот, а также для создания точных молекулярных и атомных часов, ход которых определяется периодом электромагнитных колебаний молекулярного (атомного) генераторов. Для большинства случаев практического применения выходная мощность молекулярного (атомного) генератора, не превосходящая  $10^{-11} - 10^{-9}$  Вт, оказывается недостаточной. Необходимая мощность может быть получена либо путем усиления сигнала молекулярного (атомного) генератора с помощью малошумящих усилителей, либо синхронизацией более мощных генераторов по сигналу молекулярного (атомного) генератора с помощью схем фазовой автоподстройки частоты.

При использовании стандартов частоты желательно, чтобы выходной сигнал стандартов частоты находился в радиодиапазоне. Поэтому стандарт частоты помимо молекулярного (атомного) генератора должен включать в себя также синтезатор частоты, преобразующий частоту молекулярного (атомного) генератора в требуемую рабочую частоту.

### 3.3. Пассивные стандарты частоты

Помимо активных систем, какими являются молекулярные (атомные) генераторы, для создания квантовых стандартов частоты применяются также пассивные квантовые приборы, в которых спектральная линия атомов используется как эталон (подобно высокочастотному резонатору) для стабилизации частоты кварцевого генератора. В настоящее время используются два вида подобных стандартов частоты: на цезиевой атомно-лучевой трубке и на ячейке с парами рубидия. Ниже рассматриваются устройство, принцип действия и параметры рубидиевого стандартов частоты.

Основной частью прибора является частотный дискриминатор на газовой ячейке, представленный на рис. 3.6. Он состоит из самой газовой ячейки 1, установленной внутри резонатора 2, источника света 3, оптического фильтра 4 и фотодетектора 5. Газовая ячейка представляет собой кварцевую колбу, наполненную смесью паров рабочего вещества: изотопа рубидия  $Rb^{87}$ , находящегося под давлением порядка  $10^{-6}$  тор и буферного газа – криптона под давлением примерно 5 тор.

В отличие от молекулярного и атомного генераторов прибор работает по трех уровневой схеме. Используемые энергетические уровни атомов  $Rb^{87}$ , условно обозначенные через 1, 2, 3, показаны на рис. 3.7. Рабочий переход между уровнями  $2 \rightarrow 1$  находится в

диапазоне СВЧ:  $f_{\text{л}} \cong 6835$  МГц. Переходы  $3 \rightarrow 2$  и  $3 \rightarrow 1$  находятся в оптическом диапазоне. Инверсия населенностей на рабочих энергетических уровнях  $2 \rightarrow 1$  создается путем воздействия на атомы  $Rb^{87}$  вспомогательного излучения (оптическая накачка).

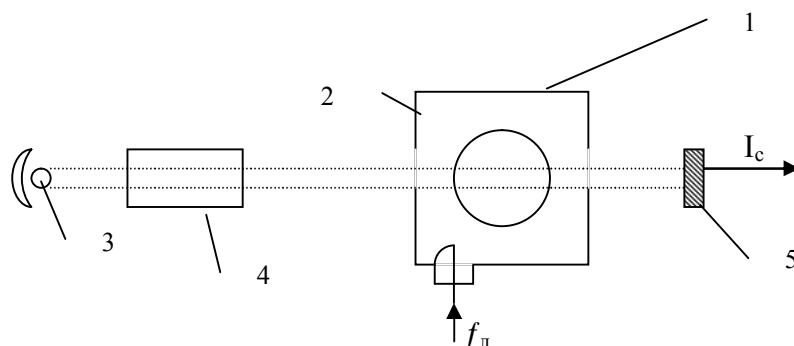


Рис. 3.6. Частотный дискриминатор на газовой ячейке

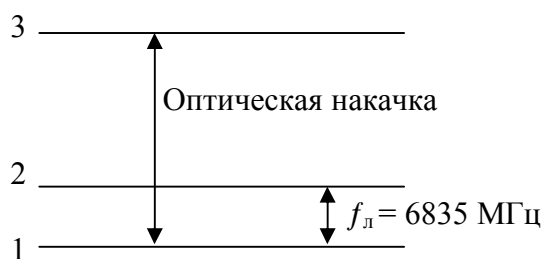


Рис. 3.7. Энергетические уровни атомов  $Rb^{87}$

Газовая ячейка освещается газоразрядной рубидиевой лампой с максимальной спектральной плотностью излучения на длине волны  $\lambda = 7900 \text{ \AA}$ . Попадающий в ячейку свет предварительно проходит через оптический фильтр, срезающий длинноволновую часть излучения рубидиевой лампы. Вследствие этого в световом потоке содержатся только такие фотоны, которые могут возбудить атомы, находящиеся на уровне 1, но не на уровне 2. Под воздействием оптической накачки атомы рубидия переходят с уровня 1 на уровень 3. Время жизни в этом состоянии очень мало и составляет величину порядка  $10^{-7}$  с, поэтому атомы спонтанно переходят на уровни 1 и 2, причем вероятности переходов  $3 \rightarrow 2$  и  $3 \rightarrow 1$  почти одинаковы. Если время жизни атомов в состоянии 2 достаточно велико, то через определенный интервал времени почти все атомы перейдут в состояние 2 и процесс накачки закончится. При этом газовая ячейка прозрачна для отфильтрованного света рубидиевой лампы, так как уровень 1 не заселен.

Сигнал, возбуждающий колебания в резонаторе, имеет частоту близкую к  $f_{\text{л}} \cong 6835$  МГц. Поэтому он индуцирует переходы атомов рубидия с уровня 2 на уровень 1. Чем ближе частота электромагнитных колебаний к  $f_{\text{л}}$ , тем больше вероятность вынужденных переходов. Поскольку вынужденное излучение усиливает сигнал, индикация резонанса может быть осуществлена по максимуму мощности СВЧ в резонаторе. Однако из-за малой чувствительности этого метода индикация резонанса производится по изменению прозрачности газовой ячейки. При резонансе скорость перехода атомов с уровня 2 на уровень 1 максимальна и, следовательно, максимально поглощение фотонов, вызывающих переходы  $1 \rightarrow 3$ . Световой поток, проходящий через ячейку, при этом минимален, и соответственно минимален ток фотодетектора. Зависимость тока фотодетектора от частоты сигнала СВЧ отображает форму спектральной линии и представлена на рис. 3.8.

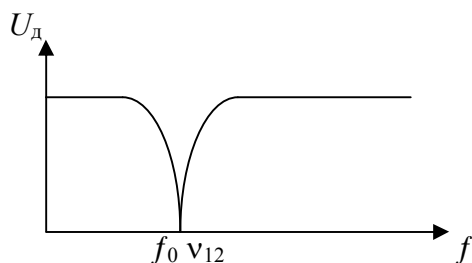


Рис. 3.8. Зависимость тока фотодетектора от частоты СВЧ сигнала

В состав стандарта частоты, кроме дискриминатора, входят кварцевый генератор, схема преобразования частоты и схема автоподстройки частоты. При помощи схемы преобразования частоты, состоящей из умножителя, вспомогательного генератора и смесителя, номинальная частота кварцевого генератора доводится до частоты используемой спектральной линии рубидия. Полученный СВЧ сигнал возбуждает колебания в резонаторе. Если частота кварцевого генератора отклоняется от номинала, то изменяется ток фотодетектора и схема АПЧ подстраивает генератор.

Стабильность частоты пассивного стандарта зависит от точности совмещения частоты электромагнитного поля резонатора с центральной частотой спектральной линии. Для повышения стабильности частоты необходимо уменьшать ширину спектральной линии. В рубидиевом стандарте это достигается путем наполнения ячейки смесью паров рубидия и буферного газа – криптона. Выбор криптона обусловлен тем, что столкновения его молекул с атомами рубидия не приводят к существенному изменению энергетического

состояния последних. Упругие столкновения атомов рубидия с молекулами буферного газа увеличивают время диффузии к стенкам ячейки, т.е. удлиняют время жизни в возбужденном состоянии. Согласно (3.11) это приводит к уменьшению ширины спектральной линии. Сокращение длины свободного пробега атомов рабочего вещества в буферном газе уменьшает также доплеровское уширение линии. Типичное значение ширины используемой спектральной линии рубидия в газовой ячейке составляет  $2\Delta f_{\text{л}} \cong 200$  Гц. Достигнутое при этом значение относительной стабильности частоты равно  $5 \cdot 10^{-12}$  за 1 час.

Основными достоинствами стандарта частоты на газовой ячейке являются простота конструкции, малый вес и размеры. Например, созданы приборы с габаритными размерами  $280 \times 230 \times 150$  мм и весом 5,5 кг. Недостаток газовых ячеек состоит в том, что из-за столкновений атомов рубидия с молекулами буферного газа возникает сдвиг частоты. Он зависит от давления буферного газа и может достигать до  $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ , т.е. составляет около 2 кГц. Поэтому стандарты частоты с газовой ячейкой используются как вторичные эталоны частоты, градуированные по первичным эталонам, например по водородному генератору.

В 1967 г. Международная конференция весов и мер приняла за единицу времени атомную секунду, определив ее как 9 192 631 770,0 периодов электромагнитных колебаний, соответствующих квантовому переходу атомов цезия  $\text{Cs}^{133}$  ("0" после запятой означает, что принятое определение дальнейшему уточнению не подлежит). Указанные колебания вырабатываются атомно-лучевым пассивным стандартом с цезиевым репером частоты (рис. 3.9).

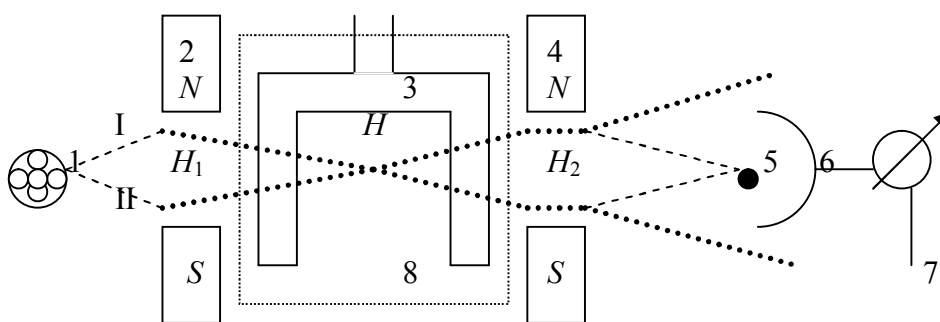


Рис. 3.9. Схема атомно-лучевого стандарта с цезиевым репером частоты

Пучок атомов цезия, вылетев из источника 1, направляется к приемнику 5. По пути атомы  $\text{Cs}^{133}$  пролетают между полосами отклоняющего магнита 2. Вследствие эффекта Зеемана в магнитном

поле  $H_1$  происходит расщепление энергетических уровней. Конфигурация полюсных наконечников магнита 2 выбирается такой, чтобы магнитное поле  $H_1$  было неоднородным. Тогда атомы нижнего уровня будут втягиваться сильным полем, атомы верхнего – слабым (как в квадрупольном конденсаторе). Если поле  $N$  наконечника сильнее, то в луче I останутся атомы верхнего уровня, а в луче II – нижнего.

В резонатор 3 поступают колебания от управляемого СВЧ-генератора. При частоте колебаний, совпадающей с частотой перехода, энергетические состояния атомов верхнего и нижнего уровней изменяются на противоположные. Тогда магнитом 4 образуются лучи I и II, так как северный полюс магнита отталкивает атомы верхнего уровня, а южный полюс – атомы нижнего уровня. Сфокусированные атомы цезия попадают в приемник 5 и образуют на его выходе сигнал.

Если же частота колебаний СВЧ-генератора изменится, то уменьшится число атомов, вступивших в энергообмен с полем резонатора. Поэтому большее число атомов притянется полюсами магнита 4 и в приемник попадет меньше атомов цезия. Выходной сигнал при этом уменьшится.

Следовательно, выходное напряжение зависит от частоты СВЧ-генератора и может использоваться для автоподстройки. Параметры цезиевого стандарта приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1

Параметр	Стандарт		
	Водородный генератор	Рубидиевый	Цезиевый атомно-лучевой
Номинальная частота, Гц	1 420 405 751	6 834 682 608	9 192 631 770
Относительная стабильность за сутки	$2 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-13}$
Объем, м <sup>3</sup>	1,5	0,06	0,15
Масса, кг	320	16	27
Потребляемая мощность, Вт	200	40	60

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Панфилов И.П.* Приборы СВЧ и оптического диапазонов./Учебное пособие для высших учебных заведений. М: Радио и связь. 1993. 200 с.
2. *Страховский Г.М., Успенский А.В.* Основы квантовой электроники. М: Высшая школа. 1979. 303 с.
3. *Никольский И.А.* Квантовые усилители. М: Энергия. 1964. 63 с.
4. *Машковцев Б.М., Юзвинский В.И., Морозенский Ю.Л. и др.* Техника СВЧ. Под. ред. Б.М. Машковцева Л: Военная ордена Ленина Краснознаменная академия связи. 1972. 431 с.
5. Квантовая электрника. Маленькая энциклопедия. Под. ред. С.А. Ахманова и М.Е. Жаботинского. М: Советская энциклопедия. 1969. 432 с.

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Основные физические явления, используемые в квантовых приборах.....	3
1.1. Населенности энергетических уровней при термодинамическом равновесии.....	3
1.2. Переходы микрочастиц между энергетическими уровнями.....	5
1.2.1. Спонтанные переходы.....	5
1.2.2. Вынужденные (индуцированные) переходы.....	6
1.2.3. Соотношения между коэффициентами Эйнштейна.....	7
1.2.4. Релаксационные переходы .....	9
1.3. Ширина спектральной линии.....	10
1.4. Квантовое усиление.....	12
2. Квантовые парамагнитные усилители (КПУ).....	14
5.1. Рабочее вещество.....	14
5.1.1. Энергетические уровни парамагнитных ионов.....	14
5.1.2. Релаксационные процессы в парамагнитных кристаллах.....	17
2.1.3. Электронный парамагнитный резонанс.....	18
5.2. Анализ работы КПУ.....	19
5.2.1. Принцип работы трехуровневой системы.....	19
5.2.2. Расчет инверсной разности населенностей.....	20
5.2.3. Мощность, излучаемая активным веществом.....	22
5.3. Параметры и характеристики КПУ.....	23
5.3.1. Параметры отражательного однорезонаторного КПУ.....	25
5.3.2. Параметры КПУ бегущей волны.....	28
5.3.3. Собственные шумы КПУ.....	29
5.4. Конструкции КПУ.....	31
3. Квантовые стандарты частоты.....	37
3.1. Устройство и принцип действия атомных и молекулярных генераторов.....	37
3.1.1. Рабочее вещество.....	37
3.1.2. Устройство и принцип действия молекулярного и атомного генераторов.....	38
3.1.3. Генератор на пучке атомов водорода.....	39
3.2. Параметры и применение атомных и молекулярных генераторов.....	42
3.2.1. Пусковой ток.....	42
3.2.2. Выходная мощность.....	44
3.2.3. Ширина линии излучения.....	46
3.2.4. Стабильность частоты.....	47

3.2.5. Применение молекулярных и атомных генераторов.....	48
3.3. Пассивные стандарты частоты.....	49
Библиографический список.....	54
Содержание.....	55



Учебное издание

Платонов Олег Юрьевич  
Аюков Борис Алексеевич  
Мельникова Арина Юрьевна

## КВАНТОВЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ

Учебное пособие

Редактор  
Компьютерная верстка  
Дизайнерское оформление обложки Груненко Ю.В.

---

Сдано в набор 20.04.03 Подписано к печати 03.02.03. Формат 60×84 1/16.  
Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 2,32. Уч.-изд. л. 2,5.  
Тираж 50 экз. Заказ №

---

СПГУАП  
190000, Санкт-Петербург, ул. Б. Морская, 67