всех исследованных сплавов. С повышением концентрации меди величина гальваномагнитного эффекта насыщения уменьшается, а наклоны кривых в области парапроцесса увеличиваются для всех температур. Из рис. 2 видно, что для сплава с содержанием меди 54,55% Cu кривая $\frac{\Delta R_T}{R_T}$ в области парапроцесса при температуре 20,4° не имеет прямолинейной части. Сплав при этой температуре находится в области температуры Кюри [1]. На рис. 3 построена зависимость $\frac{\Delta R_T}{R_T}$ от $H^{2/3}$ для этого сплава. Экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую.

На рис. 4 дана зависимость $\frac{\Delta R_S}{R_T}$ от концентрации меди для температур 4, 2, 20, 4, 78° K. Экспериментальные точки от 0 до 25% меди взяты из работы [4]. Как видно из рисунка, величина гальваномагнитного эффекта насыщения $\frac{\Delta R_S}{R_T}$ с понижением температуры растет в области концентрации меди 0—55%, причем выше 30% Cu этот рост незначителен, как с изменением температуры, так и с изменением концентрации меди. Температурный рост $\frac{\Delta R_S}{R_T}$ обусловлен изменением намагниченности с T. В области концентраций 55—60% Cu при $T=4{,}2°$ K гальваномагнитный эффект ведет себя аномально, так как при этой температуре сплавы находятся в области температуры Кюри [5]. Из рисунка видно также, что для $T=20{,}4°$ K и $T=78°$ K $\frac{\Delta R_S}{R_T}$ стремится к нулю при более низких концентрациях меди, что связано с исчезновением ферромагнетизма при данных температурах.

Таким образом, исследованные сплавы дали возможность получить полную картину изменения электрических и гальваномагнитных свойств $\frac{\Delta R_S}{R_T}$ для всего интервала сплавов никель—медь в ферромагнитной области концентрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бозорт Р. Ферромагнетизм. М., ИЛ, 1956, стр. 569.
2. Masumoto J. Shirakawa Sc. Rep. Tohoku Univ., **25**, 104, 1938.
3. Галкина О. С. «Вестн. Моск. ун-та», сер. мат., мех., астрон., физ., химии, № 3, 1957.
4. Кондорский Е. И., Галкина О. С., Черникова Л. А. «Изв. АН СССР», **21**, № 8, 1123, 1957.
5. Кондорский Е. И., Галкина О. С., Черникова Л. А. ЖЭТФ, **38**, вып. 2, 1960.

Поступила в редакцию
29. 12 1965 г.

Кафедра
магнетизма

УДК 621.378 : 621.374.4

И. И. МИНАКОВА, Т. А. СЕМЕНОВА

О МНОГОФОТОННОМ УМНОЖЕНИИ ЧАСТОТЫ ПРИ ЭЛЕКТРОДИПОЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В ГАЗАХ

Создание СВЧ-генераторов (клистронов, магнетронов, ЛБВ и др.) в микроволновом диапазоне сопряжено с серьезными трудностями технического характера. Это заставляет искать принципиально новые пути для генерирования миллиметровых и субмиллиметровых волн. Одним из таких способов может быть многофотонное умножение частоты при электродипольных взаимодействиях в газах [1—6].

Теоретическое рассмотрение задачи о трехфотонном умножении частоты проведено в [1] в полуклассическом приближении. Более строго процесс многофотонного умножения частоты может быть рассмотрен методом матрицы плотности, подробно изложенным в [7] в применении к многофотонным процессам в основном для магнитодипольных взаимодействий в твердом теле.

В настоящей работе указанным методом получены сдвиги частоты рабочего перехода в зависимости от напряженности поля и приведен расчет мощности излучения на различных гармониках частоты накачки с учетом эффекта насыщения для электродипольного взаимодействия в газах.

1. Двухуровневая молекулярная система, находящаяся под воздействием монохроматического поля с линейной поляризацией, описывается алгебраическими уравнениями

$$\rho_n = \frac{V}{L_n}(\Delta_{n-1} + \Delta_{n+1}),$$
$$\Delta_n = \frac{V}{D_n}(\rho_{n-1} + \rho_{n+1} - \rho^*_{-n+1} - \rho^*_{-n-1}) + \Delta_e \delta_{n0}, \tag{1}$$

где ρ_n — Фурье-компоненты недиагонального элемента матрицы плотности, Δ_n—разность диагональных элементов матрицы плотности, Δ_e — равновесное значение Δ в отсутствие поля, $V = \frac{\mu E}{2\hbar}$— энергия взаимодействия индуцированного дипольного момента μ с полем накачки E; операторы L_n и D_n имеют вид

$$L_n = n\omega - \omega_0 - i\Omega_2;\ 2D_n = n\omega - i\Omega_1$$

$$\Omega_1 = \frac{1}{T_1};\ \Omega_2 = \frac{1}{T_2},$$

T_1 и T_2 — соответственно времена спин-решеточной и спин-спиновой релаксации, ω — частота накачки, ω_0 — частота перехода.

Уравнения (1) получены из системы дифференциальных уравнений для матрицы плотности при равном нулю постоянном дипольном моменте: $\mu_{11} = \mu_{22} = 0$.

Решение системы (1) путем последовательных приближений (особенно легко это делается при помощи графа [7]) позволяет найти элементы матрицы плотности ρ_n, а следовательно, и излучаемую на n-й гармонике мощность.

При условии, что поле однородно по всему объему резонатора, формула мощности имеет вид

$$p_n = -8\pi n\omega \frac{Q_{nL}}{V} |M_n|^2 N^2, \tag{2}$$

где Q_{nL} — нагруженная добротность резонатора на n-й гармонике, V — объем резонатора, N — полное число частиц в объеме, $M_n = \mathrm{Sp}\ \mu\rho_n$— поляризация вещества [7].

Поскольку в первую очередь нас интересует зависимость выходной мощности от поля, получаем $p_n \sim |M_n|^2 = |\mu|^2 |\rho_n|$. Тогда для нечетных гармоник $n=2k+1$ находим

$$p_{2k+1} \sim |\rho_{2k+1}|^2 = \Delta_0^2 T_2^2 \left[\frac{V^{(2k+1)}}{(k!)^2\ 2^{2k}\omega^{2k}} \right]^2. \tag{3}$$

При оптимальном выборе добротности резонатора [1] формула мощности для третьей гармоники, найденная из (2) и (3), совпадает с формулой, полученной в [1] полуклассическим методом.

Для молекул аммиака, имеющих дипольный момент $\mu = 1{,}4 \cdot 10^{-18}$ ед. CGSE и собственную частоту инверсионного перехода $\omega_0 = 2\pi \cdot 24 \cdot 10^9$ *гц*, находим для третьей гармоники $p_3 = 1{,}7$ *вт* при напряженности поля $E = 14$ *кв/см*. Для остальных гармоник при тех же условиях имеем: $p_5 = 66{,}7$ *мвт*, $p_7 = 3{,}53$ *мвт*, $p_9 = 260$ *мквт*, и т. д.

С помощью метода матрицы плотности можно найти изменение постоянной составляющей Δ_0 разности населенностей уровней, иными словами, эффект насыщения Δ_0 определяется из уравнения

$$\Delta_0 = \frac{V}{D_0}(-\rho^*_{-1} + \rho_{-1} + \rho_1 - \rho^*_1) + \Delta_e. \tag{4}$$

Поскольку частота накачки в три раза меньше частоты перехода в случае трехфотонного умножения, первым отличным от нуля недиагональным элементом матрицы плотности будет ρ_3 в третьем приближении теории возмущений. Очевидно, что члены ρ_1

и ρ_{-1} могут быть отличны от нуля лишь в более высоких приближениях. Первое неисчезающее приближение (в данном случае пятое) дает для $\rho_1 : \rho_1^{(5)} = \frac{V^5}{L_1^2 D_2^2 L_3}$. Подставив его в (4) и пренебрегая членами с нерезонансными знаменателями, получим значение Δ_0: $\Delta_0 = \frac{\Delta_e}{1 + 2T_1T_2\omega^2\zeta^6}$ — согласующееся с результатом работы [1]. Это равенство означает, что при неограниченном увеличении напряженности поля Δ_0 стремится к нулю, т. е. населенности уровней выравниваются. Аналогично можно получить эффект насыщения для любой гармоники; например, для пятой

$$\Delta_0 = \frac{\Delta_e}{1 + 0{,}125T_1T_2\omega^2\zeta^{10}} \text{ и т. д., } \zeta = \frac{kE/2}{\sqrt{8}\,\omega}; \; k = \frac{2|\mu|}{\hbar}.$$

2. Из [1] следует, что максимум мощности излучения сдвинут относительно частоты перехода в сторону более коротких длин волн. Этот сдвиг для любой гармоники может быть получен из метода матрицы плотности при учете высших приближений. Для n-й гармоники накачки

$$\delta_n = \frac{1}{n\omega}\left(\frac{V}{D_{n-1}} + \frac{V}{D_{n+1}}\right) = \frac{n^2}{n^2-1}\,\frac{k^2(E/2)^2}{(n\omega)^2}$$

или, полагая $n\omega = \omega_0$:

$$\delta_n = \frac{n^2}{n^2-1}\,\frac{k^2(E/2)^2}{\omega_0^2}. \tag{5}$$

В частности, для третьей гармоники сдвиг $\delta_3 = \frac{9}{8}\frac{k^2(E/2)^2}{\omega_0^2}$ совпадает с полученным в [1].

Если напряженность поля постоянна для всех n, сдвиг оказывается зависящим только от номера n, и при $n \to \infty$ равен $\delta_n \to \frac{k^2(E/2)^2}{\omega_0^2}$.

С физической точки зрения этот сдвиг есть не что иное, как эффект Штарка в высокочастотном поле. Действительно, изменение энергии перехода при эффекте Штарка подчиняется закону

$$\Delta W = \frac{\mu^2E^2h\nu_0}{h^2\nu_0^2 - h^2\nu^2},$$

где ν_0 — частота перехода, ν — частота внешнего поля [8]. Отсюда, полагая $\nu_0 = n\nu$, получаем

$$\delta_n = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta W}{h\nu_0} = \frac{\mu^2E^2}{h^2\nu_0^2 - h^2\nu^2} = \frac{n^2}{n^2-1}\cdot\frac{k^2(E/2)^2}{(n\omega)^2}. \tag{6}$$

Если же $h\nu \ll h\nu_0$ (т. е. $n \to \infty$), (6) преобразуется к виду $\delta = \frac{k^2(E/2)^2}{\omega_0^2}$ — Штарк-эффект в постоянном электрическом поле.

Таким образом, приведенный для аммиака расчет показывает, что, используя один и тот же переход и меняя частоту накачки, можно наблюдать многофотонные процессы вплоть до девятифотонного, не предъявляя особых требований к чувствительности приемной системы (p_9=260 *мквт*).

Методом матрицы плотности легко могут быть рассчитаны эффекты насыщения и сдвига частоты перехода для любой гармоники. Все расчеты справедливы для какого угодно газа, если его можно рассматривать как двухуровневую систему, не имеющую постоянного дипольного момента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фонтана Дж., Пантелл Р., Смит Р. Сб. Лазеры. М., ИЛ, 1963.
2. Akitt D. P., Coleman P. D. J. Appl. Phys., **36**, No. 6, 2004, 1965.
3. Fontana J. R., Pantell R. H., Smith R. G., Proc. IRE, **50**, 469, 1962.
4. Fontana J. R., Pontell R. H., Smith R. G. J. Appl. Phys., **33**, 2085, 1962
5. Scalapino D. J., Vassalidas A., Wilson R. N. IRE Jntern. Convent Record, **12**, 2, 18, 1964.
6. Pantell R. H., Smith R. G. IRE Trans., MTT-**11**, 5, 317, 1963.
7. Клышко Д. Н. Диссертация. МГУ, 1964.
8. Таунс Г., Шавлов А. Радиоспектроскопия. М., ИЛ, 1959.

Поступила в редакцию
12. 4 1966 г.

Кафедра
физики колебаний