

где R_n — сопротивление нагрузки КПУ, а $R(\delta)$ и $X(\delta)$ — действительная и мнимая части импеданса резонатора, содержащего активный кристалл,

$$R(\delta) = R_0 + R_m(\delta)J; \quad (7)$$

$$X(\delta) = [R_0 + R_m(0)](\delta/d'_{m0} Q_{L0} J) + X_m(\delta). \quad (8)$$

Здесь Q_{L0} — добротность линии ЭПР в отсутствие расстройки, $d'_{m0} = d_{m0} - d_0$, d_0 — собственный декремент резонатора, J — коэффициент инверсии, d_{m0} — магнитный декремент активного кристалла в отсутствие расстройки, R_m — парамагнитные потери в кристалле, R_0 — собственные потери резонатора, X_m — дисперсия парамагнитных потерь

Значения $R_m(\delta)$ и $X_m(\delta)$ вычисляются по соответствующим формулам (1)–(6)

Магнитно-расстроенный КПУ бегущей волны. Амплитудно-частотную характеристику магнитно-расстроенного КПУБВ можно описать известным выражением [1].

$$G(\delta)_{\partial B} = 27,3 S (l/\lambda_0) (J d_m \eta - d_{3c}),$$

где S — замедление групповой скорости в замедляющей системе, l — длина замедляющей системы, λ_0 — длина волны в свободном пространстве, J — коэффициент инверсии, η — коэффициент заполнения, $d_m = d_{m0} J_{11}(\delta)$ — магнитный декремент магнитно-расстроенного кристалла, d_{m0} — магнитный декремент кристалла в отсутствие магнитной расстройки, d_{3c} — потери в замедляющей системе.

Магнитный декремент d_m вычисляется для каждого конкретного случая магнитной расстройки с помощью одного из выражений (1), (3) или (5).

Численные оценки, проведенные с помощью полученных выражений для КПУ на кристаллах андалузита с примесью трехвалентного железа, показывают, что в миллиметровом диапазоне на основе этих кристаллов можно разработать однорезонаторный КПУ с полосой частот до 100–130 МГц и КПУБВ с полосой до 250 МГц (при длине замедляющей системы не более 25–30 мм) Эти результаты свидетельствуют о реальных возможностях создания в миллиметровом диапазоне сравнительно несложных и достаточно широкополосных маломощных входных усилителей.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Сигмен А Мазеры — М: Мир, 1965
- 2 Mc Evoy J. P., Miller D. J., Morris L. C — Sol. St. Electron., 1965, 6, № 8, p. 443
- 3 Morris L. C., Miller D. J., Weidner G. G., Johnson C. C — Microwave J., 1968, 11, № 6, p. 55.
- 4 Moore C. R., Clauss R. C. — IEEE Trans., 1979, 27, № 3, p. 249.
- 5 Moore C. R. — IEEE Trans., 1980, 28, № 2, p. 149.
- 6 Eru I. I., Peskovatskiy S. A., Chernets A. N. — IEEE J. Quant. Electron, 1968, 4, № 11, p. 723.

Институт радиофизики
и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
21 июля 1982 г.

УДК 539 535 4

ОБ АНИЗОТРОПИИ КОЭФФИЦИЕНТА СПИНОВОЙ ДИФФУЗИИ В УСЛОВИЯХ МАГИЧЕСКОГО УГЛА

И. А. Виноков, Р. Х. Сабиров

В работах [1, 2] экспериментально показано, что даже в условиях магического угла ядерная спиновая диффузия играет важную роль при релаксации ядер через парамагнитную примесь В этих условиях секулярная часть ядерного спин-спинового взаимодействия обращается в нуль, и диффузия может быть обусловлена лишь несекулярными взаимодействиями ядерных спинов. Подробное исследование спиновой диффузии как вблизи, так и в условиях магического угла проведено в [3] Цель настоящей работы состоит в численной оценке коэффициента спиновой диффузии в условиях магического угла при различных ориентациях внешнего магнитного поля относительно внутрикристаллических осей кристалла. Такая оценка позволит ответить и на вопрос о характере анизотропии коэффициента спиновой диффузии в условиях магического угла. Подчеркнем, что, как показывает расчет [4–6], в обычных условиях спиновая диффузия по существу является изотропной

Коэффициент спиновой диффузии в условиях магического угла можно представить в виде [3]

$$D^{\alpha\beta} = \sqrt{\frac{2\pi}{2(M_2 - M_1^2) + \Delta_2}} \frac{H_L}{H_{\text{эфф}}} \frac{\gamma^2 \hbar}{a} \tilde{D}^{\alpha\beta},$$

где

$$M_2 = \frac{1}{256} \sum_{ij(k) \neq} \left[5b_{ij}^2 b_{jk} b_{ki} + 7b_{kj}^2 b_{ji} b_{ik} + \frac{13}{4} b_{ki}^2 b_{kj}^2 + \frac{29}{4} b_{kj}^2 b_{ji}^2 \right],$$

$$\Delta_2 = \frac{1}{256} \sum_{ij(k) \neq} \left[2b_{ki}^2 b_{kj}^2 + \frac{5}{2} b_{kj}^2 b_{ji}^2 + 2b_{kj}^2 b_{ji} b_{ik} - 2b_{ij}^2 b_{jk} b_{ki} \right],$$

$$M_1 = (3/32) \sum_i b_{ij}^2, \quad b_{ij} = (1 - 3 \cos^2 \theta_{ij}) r_{ij}^{-3},$$

$$\tilde{D}^{\alpha\beta} = (1/128) \sum_{ij(k) \neq} r_k^2 r_{kj}^2 \{ 4b_{ij}^2 (b_{ij} + b_{ik})^2 + b_{ki}^2 b_{ij}^2 - 4b_{ki} b_{ij} b_{jk} (b_{ik} + b_{ij}) \}.$$

Здесь введены следующие обозначения: $H_L = \gamma \hbar / a^3$ — величина локального поля, $H_{\text{эфф}}$ — величина эффективного поля (в условиях магического угла $H_{\text{эфф}} = \sqrt{3/2} H_1$, где H_1 — амплитуда переменного поля), γ — гиромагнитное отношение, θ_{ij} — угол между межъядерным вектором r_{ij} и направлением постоянного магнитного поля, r_{ij} — расстояние между i -м и j -м ядрами, измеренное в единицах постоянной решетки a , символ $ij(k) \neq$ означает, что все индексы, включая и k , по которому не ведется суммирование, отличны друг от друга.

Расчет коэффициента спиновой диффузии проведен для случая простой кубической решетки. Решеточные суммы вычислены в пределах трех координационных сфер с центром в узле k (расчет с учетом четырех координационных сфер, проведенный для ориентации $[100]$, не привел к существенным изменениям). Результаты такого расчета представлены в табл. 1, где через D обозначена величина $(D^{xx} + D^{yy} + D^{zz})/3$, измеренная в единицах $(H_L/H_{\text{эфф}}) (\gamma^2 \hbar / a)$, а через D_0 — аналогичная величина для коэффициента диффузии в отсутствие РЧ насыщения в единицах $\gamma^2 \hbar / a$ [4].

Таблица 1

Значения коэффициента спиновой диффузии в условиях магического угла

Ориентация кристалла	$M_2 - M_1^2$	Δ_2	\tilde{D}^{xx}	\tilde{D}^{yy}	\tilde{D}^{zz}	D	D_0
$\bar{H}_0 \parallel [100]$	4,91	2,47	5,97	3,28	3,28	2,99	0,16
$\bar{H}_0 \parallel [110]$	0,88	0,39	0,83	0,83	0,95	1,49	0,14
$\bar{H}_0 \parallel [111]$	0,18	0,08	0,31	0,31	0,31	1,17	0,14

Отношение D/D_0 соответственно равно 18,7 $H_L/H_{\text{эфф}}$, 10,6 $H_L/H_{\text{эфф}}$ и 8,36 $H_L/H_{\text{эфф}}$ для ориентаций кристалла $[100, 110, 111]$. Эти оценки приблизительно на порядок превышают экспериментально определенные значения [2] этого отношения для ядер F кристалла CaF_2 . Более того, проведенные нами оценки указывают на возможность наблюдения заметной анизотропии коэффициента спиновой диффузии в условиях магического угла. Однако этот вывод не согласуется с экспериментальными данными [2]. Возможно, что расхождение теории с экспериментом связано с приближенным расчетом соответствующих корреляционных функций, определяющих коэффициент спиновой диффузии в условиях магического угла (см работу [3]). Другая причина может быть связана с тем, что сам процесс выделения секулярной части взаимодействия спинов, обусловленной несекулярными взаимодействиями, при значении отношения $H_L/H_{\text{эфф}}$, соответствующих эксперименту, не является вполне корректным. Появление большого численного коэффициента при $H_L/H_{\text{эфф}}$ в отношении D/D_0 , по-видимому, связано с тем, что в условиях магического угла флип-флоп-процесс пары выделенных спинов происходит с участием промежуточного произвольного спина (процесс описывается оператором $I_i^{\dagger} I_j^{-} I_k^z$, где I_i^{α} — компоненты ядерного спина). Естественно, что это, в свою очередь, должно увеличить различные пути взаим-

ной переориентации выделенной пары спинов. Представляется желательным и проведение дальнейших подробных экспериментальных исследований спиновой диффузии в условиях магического угла. Авторам известна только одна работа [2], где проведены оценки коэффициента спиновой диффузии на основании экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tse D, Hartmann S R.—Phys Rev Lett., 1968, 21, p. 511.
2. Lin N. A, Hartmann S R.—Phys Rev. B., 1973, 8, p. 4079
3. Сабиров Р. X — Изв вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 8, с 873
4. Lowe I J, Gade S.—Phys. Rev., 1967, 156, p. 817.
5. Borckmans P, Walgraef D.—Phys. Rev., 1968, 167, p. 282.
6. Walgraef D, Borckmans P.—Physica, 1973, 68, p. 157.

Московский государственный педагогический институт им В. И. Ленина

Поступила в редакцию
22 декабря 1982 г.

УДК 538.574

О РАСПАДЕ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В АКТИВНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ С СИЛЬНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Ю. К. Богатырев

В данной работе излагаются результаты экспериментального обнаружения и наблюдения эффектов, возникающих при распространении волновых пакетов в активной нелинейной линии с сильной дисперсией, обусловленной пространственной периодичностью ее структуры (рис. 1).

Известно (см., например, [1]), что при распространении волновых пакетов в слабодиспергирующих активных средах (в частности, в линиях передачи) наблюдается эффект нелинейного насыщения, приводящий лишь к выравниванию пространственного распределения огибающей волновых пакетов, за исключением нулевых точек, к некоторому стационарному уровню. Качественно иные процессы имеют место при распространении волновых пакетов в сильнодиспергирующих активных средах, например, в средах с брэгговским рассеянием нелинейных волн на периодических неоднородностях, где взаимодействие волнового пакета с отраженными волнами может привести к быстрым динамическим движениям, описание которых полностью не укладывается в рамки известной теории, развитой для сравнительно медленных процессов [1, 2, 5]. Именно поэтому экспериментальные исследования в этом направлении приобретают особый, в том в том числе практический, интерес.

Здесь приводятся результаты эксперимента, который проводился на цепочечной LC-линии передачи (рис. 1) с периодически включенными активными нелинейными элементами — туннельными диодами. Выход линии согласовывался с помощью специальной системы, поглощающей энергию волн, поэтому отражения от конца линии отсутствовали. На вход линии поступала последовательность широких квазигармонических волновых пакетов, представленных на осциллограмме рис. 2а. Частота заполнения пакетов $f_0 \approx 0,8 f_{кр}$ ($f_{кр} = 10$ МГц) располагалась в нелинейной области дисперсионной характеристики системы «Активная структура достигалась выводом рабочей точки на падающий участок характеристики туннельных диодов, где дифференциальное сопротивление отрицательно. До тех пор, пока характерный пространственный масштаб огибающей волнового пакета — ширина фронта — существенно превышал пространственный масштаб звена линии, волновые процессы развивались так же, как в слабодиспергирующей системе: наблюдалось нелинейное усиление волнового пакета с изменением формы его огибающей от синусоидальной до близкой к прямоугольной. Когда отношение длительности фронта огибающей пакета к постоянной времени звена линии достигло величины $\sim (4-3)$, на фронте волновых пакетов возникли «дисперсионные» колебания (осциллограмма рис. 2б), амплитуда которых возрастала по мере уменьшения длительности фронта, несмотря на продолжающееся

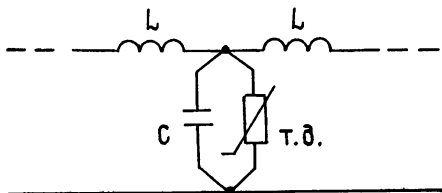


Рис. 1.