

МИКРОВОЛНОВОЕ ТУННЕЛЬНОЕ ЭХО В СТЕКЛАХ

Б.Л. Смоляков, Е.П. Хаймович

Впервые обнаружено микроволновое эхо в стеклах без магнитных примесей. В стеклах с примесями редкоземельных элементов получена зависимость сигнала эха от магнитного поля. Найдено, что при наложении поля времена релаксации укорачиваются. Предполагается, что наблюдаемые сигналы обусловлены спектром низкочастотных возбуждений вызванных туннельными переходами.

К настоящему времени различными физическими методами в стеклах при низких температурах обнаружено аномальное поведение теплоемкости и поглощения звука, зависимость затухания звуковых импульсов от их интенсивности, фононное эхо и т.д. [1, 2]. Перечисленные явления можно объяснить наличием спектра элементарных возбуждений в аморфных средах, обязанных туннельным переходам. В работе [3] сообщалось о первом наблюдении аналогов электронного спинового эха в стеклах, сигналы которого быстро затухали при возрастании магнитного поля. Физическая природа сигналов эха в стеклах в то время оставалась невыясненной. В работе [4] указанный эксперимент интерпретировался как фотонное эхо в стеклах, обусловленное туннельными переходами. Однако, проведенные другими методами исследования аномалий в стеклах, обязанных туннельным переходам показали, что введение примесей не меняет существенным образом характера явлений [5]. Поэтому факт подавления сигнала эха магнитным полем требовал постановки дополнительных экспериментов по обнаружению эха не зависящего от поля.

В данной работе сообщается о первом наблюдении микроволнового эха в стеклах, независящего от постоянного магнитного поля H (рис. 1, а). Отсутствие зависимости от H говорит о том, что наблюдаемое явление вероятнее всего обусловлено низкоэнергетическими возбуждениями и может быть названо микроволновым туннельным эхо. В стеклах с парамагнитными примесями обнаружены не только сигналы эха при $H = 0$, но и сигналы в полях, больших 8 кГс. Причем, времена T_1 и T_2 при наложении поля укорачивались.

Эксперименты проводились в интервале температур от 4,2 до 1,8 К на частоте 9,5 ГГц. Исследуемые образцы стекол помещались в максимум электрического СВЧ поля объемного резонатора. Возбуждение сигналов эха производилось СВЧ импульсами длительностью $3 \cdot 10^{-8}$ сек с максимальной импульсной мощностью порядка $3 \cdot 10^3$ Вт и регулируемой раздвижкой между импульсами от 10^{-7} до 10^{-4} сек. Сигналы эха регистрировались широкополосным приемным устройством на лампах бегущей волны с чувствительностью 10^{-12} Вт. При двухимпульсном возбуждении в литиево-алюмо-силикатном стекле без введенных парамагнитных примесей был обнаружен сигнал эха (рис. 1, а) при температуре 1,8 К с характеристическим временем релаксации $T_2 = 0,5 \cdot 10^{-6}$ сек.

Особое внимание уделялось действию внешнего магнитного поля на сигналы эха. Для этого сигнал эха стробировался, подавался, на интегратор и затем записывался на двухкоординатном самописце как функция линейно-меняющегося магнитного поля, от 0 до 13,5 кГс. Для данного образца влияния магнитного поля на сигналы эха обнаружено не было. Также исследовались натриево-кальциево-силикатные стекла с примесями ионов Ce^{3+} и Nd^{3+} . В результате измерений была обнаружена сильная зависимость сигнала эха от магнитного поля H (рис. 2).

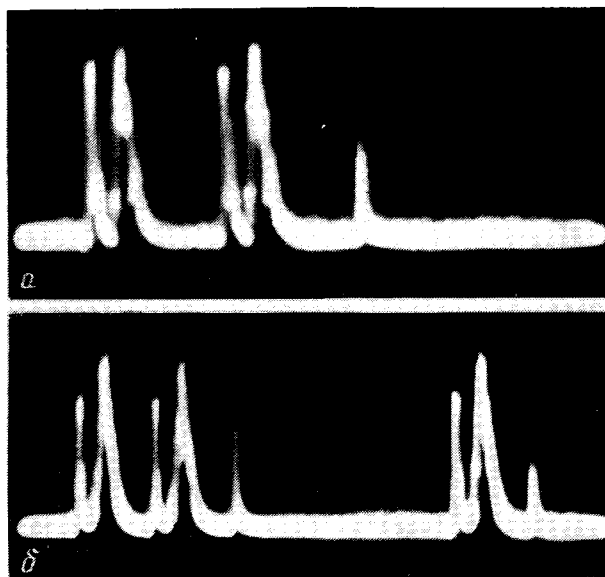


Рис. 1. *а* — Двухимпульсное эхо в стекле без примесей. *б* — Двухимпульсное и трехимпульсное (стимулированное), эхо в стекле с примесями ионов Nd^{3+}

В образце с ионами Ce^{3+} при температуре 4,2 К в поле $H = 0$ наблюдались сигналы двух- и трехимпульсного эха с характеристическими временами релаксации $T_2 = 10^{-6}$ сек и $T_1 = 10^{-5}$ сек. В поле порядка 100 Гс оба сигнала эха резко исчезают и двухимпульсное эхо появляется в поле $H > 8$ кГс. При $T = 1,8$ К в поле $H = 0$ времена T_2 и T_1 удлиняются до $5 \cdot 10^{-6}$ сек и $5 \cdot 10^{-5}$ сек соответственно, а амплитуда эха увеличивается на порядок.

При наложении магнитного поля оба сигнала эха также резко пропадают. С дальнейшим увеличением поля и двух- и трехимпульсное эхо появляется вновь, но с другими временами релаксации $T_2 = 0,5 \cdot 10^{-6}$ сек и $T_1 = 0,5 \cdot 10^{-5}$ сек.

Аналогичные результаты получены в пирексе и в литиево-алюмо-силикатном стекле с ионами Nd^{3+} . Сигналы двух- и трехимпульсного

эха также наблюдались в закристаллизованном (термообработанном) и не закристаллизованном образцах гемматных стекол с ионами Ce^{3+} . Характерен тот факт, что интенсивность эхо в закристаллизованном образце ниже, чем в не закристаллизованном, что, по нашему мнению, можно связать с уменьшением количества вещества, находящегося в стеклофазе, приводящей к туннельным переходам. Интересно отметить, что сигналы эхо наблюдаются при таких значениях поля H , для которых отсутствуют линии ЭПР.

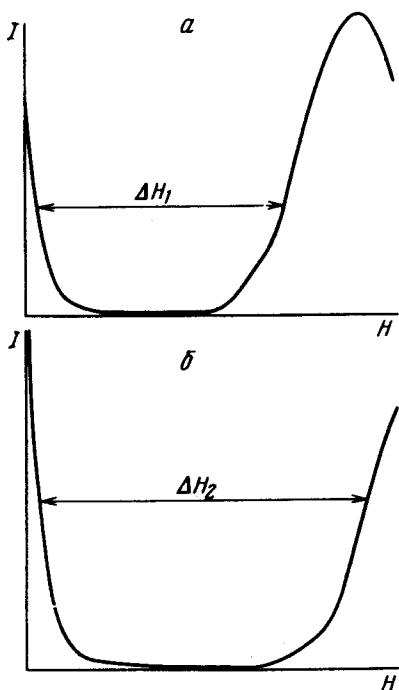


Рис. 2. *a* — Зависимость интенсивности сигналов двухимпульсного эха в стекле с Ce^{3+} от магнитного поля H при максимальной мощности возбуждающих импульсов и минимальном интервале между ними. $\Delta H_1 = 9,25$ кГс
б — Соответствующая зависимость для минимальной мощности и максимального интервала. $\Delta H_2 = 12,9$ кГс.

Кроме того, эксперименты показали, что ΔH (рис. 2) растет с увеличением раздвижки между возбуждающими импульсами. Также имеется более слабая зависимость роста ΔH при уменьшении подаваемой мощности.

Интерпретация результатов может быть получена на основе предположения о спектре локализованных двухуровневых возбуждений, возникающих из-за туннельных переходов. Такой спектр можно описать с помощью псевдоспина $\hat{T} = 1/2$ [6]. В простейшем случае двойной симметричной потенциальной ямы гамильтониан имеет вид:

$$\hat{\mathcal{H}} = \Delta \hat{T}_x + a E(t) \hat{T}_z, \quad (1)$$

где Δ — туннельное расщепление, $E(t)$ — переменное электрическое поле, a — коэффициент связи. Для средних значений $\langle T \rangle$ могут быть записаны уравнения Блоха с временами T_1 и T_2 , соответствующими продольной и поперечной релаксации. В стеклах с парамагнитными при-

месями существуют зеемановское и спин-фононное взаимодействие. Известно, что псевдоспины непосредственно не взаимодействуют с магнитным полем, но имеется псевдоспин-фононное взаимодействие. Учитывая все эти взаимодействия вместе с гамильтонианом (1) для одномерной цепочки в приближении длинных волн получается уравнение для частот связанных колебаний:

$$(\omega^2 - \omega_{\Phi}^2) - \frac{4\epsilon^2 \langle \hat{S}_z \rangle \omega_0 \omega_{\Phi}^2}{K(\omega_0^2 - \omega^2)} - \frac{4\gamma^2 \langle \hat{T}_x \rangle \Delta \omega_{\Phi}^2}{K(\Delta^2 - \omega^2)} = 0, \quad (2)$$

где $\omega_0 = gBH$, K — силовая постоянная, ϵ и γ — коэффициенты спин-фононной и псевдо-скип-фононной связи, ω_{Φ} — собственная частота решеточной моды. Из уравнения (2) видно, что появляется зависимость от поля H , причем член, содержащий ω_0 , меняет знак при $\omega_0 = \omega$, что соответствует сложному характеру зависимости интенсивности сигнала эха от H (рис. 2). Затухание связанных волн отличается от чистых псевдоспиновых колебаний, что, по-видимому, приводит к обнаруженным различным временам релаксации при $H = 0$ и $H \neq 0$.

В заключение отметим, что метод исследования туннельных переходов в стеклах при помощи микроволнового эха значительно проще по сравнению с акустическим эхо и в дальнейшем может найти широкое применение при исследовании аморфных тел.

Казанский
физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 марта 1979 г.

Литература

- [1] S.Hunklinger, W.Arnold. *Physical Acoustics*, 12, p.155, Academic, №4, 1976.
- [2] B.Golding, J.F.Grabner. *Phys. Rev. Lett.*, 37, 855, 1976.
- [3] У.Х.Копвиллем, В.И.Осипов, Б.П.Смоляков, Р.З.Шарипов. *УФН*, 105, 767, 1971.
- [4] У.Х.Копвиллем. *УФЖ*, 21, 1215, 1976.
- [5] D.V.Fraser. *J. Appl. Phys.*, 39, 5878, 1968.
- [6] J.L.Black, B.J.Halperin. *Phys. Rev.*, 16B, 2879, 1977.