

## ИНВЕРСИЯ ЯДЕРНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В КОМПЕНСИРОВАННОМ КРЕМНИИ ПРИ МЕЖЗОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*Н.Т.Баграев, Л.С.Власенко, Р.А.Житников*

Наблюдалась сильная зависимость степени динамической поляризации ядер  $^{29}\text{Si}$  в компенсированном кремнии при оптической накачке от величины внешнего магнитного поля. Обнаружены два типа взаимодействий ядер  $^{29}\text{Si}$  с электронами, захваченными на различные примесные центры, что обуславливает разные направления ядерной намагниченности.

В работах [1, 2] показано, что введение в кремний некоторых примесей может привести к значительному увеличению степени динамической поляризации ядер  $^{29}\text{Si}$  при оптической накачке.

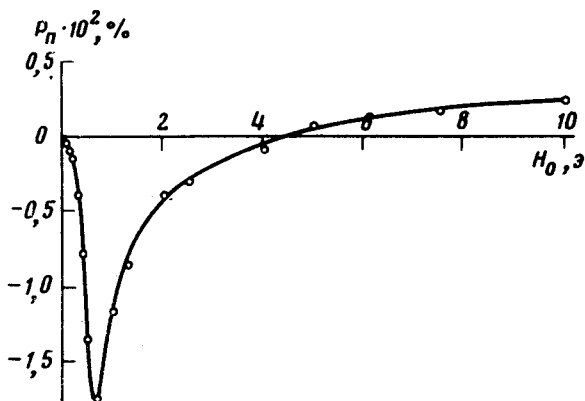
В настоящей работе исследуется влияние внешнего магнитного поля на степень оптической поляризации ядер  $^{29}\text{Si}$  в компенсированном кремнии.

Эксперименты проводились с кремнием, содержащим  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  атомов фосфора и компенсированном золотом в концентрации  $> 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , так что удельное сопротивление образца  $\rho$  после введения золота было  $\sim 10^6 \text{ ом} \cdot \text{см}$ . Освещение образца производилось при  $T = 77 \text{ К}$  циркулярно поляризованным светом с длиной волны  $1 \text{ мкм}$ . Источником света служила лампа накаливания мощности  $1 \text{ кВт}$ . Для создания внешнего магнитного поля  $H_0$ , которое было направлено вдоль луча света, и компенсации поперечных составляющих магнитного поля Земли использовалась система из трех взаимно перпендикулярных пар колец Гельмгольца.

Измерение ядерной намагниченности и определение степени поляризации ядер  $^{29}\text{Si}$ , возникающей в образце при оптической накачке, осуществлялось путем наблюдения сигналов ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Эти сигналы регистрировались методом быстрого адиабати-

ческого прохождения [3] с помощью радиоспектрометра со скрещенными катушками.

Система скрещенных катушек позволяет по величине и знаку сигнала ЯМР определить степень ядерной поляризации и направление ядерной намагниченности относительно внешнего магнитного поля [3]. Следует отметить, что в наших экспериментах, при переносе образца из магнитного поля облучения  $H_0$  в магнитное поле радиоспектрометра ЯМР, величина и направление ядерной намагниченности относительно внешнего магнитного поля не изменяются, поскольку время ядерной спин-решеточной релаксации значительно превосходит время переноса и измерения. При этих условиях перенос образца в различные по величине и направлению магнитные поля приводит лишь к адиабатическому повороту ядерной намагниченности вслед за магнитным полем без изменения величины намагниченности [3].



Зависимость степени оптической поляризации  $P_n$  ядер  $^{29}\text{Si}$  в компенсированном кремнии от величины внешнего продольного магнитного поля  $H_0$ .

Экспериментальная зависимость степени оптической поляризации  $P_n$  ядер  $^{29}\text{Si}$ , экстраполированная к бесконечному времени облучения, от величины внешнего магнитного поля  $H_0$  представлена на рис. 1. Знак  $P_n$  характеризует направление ядерной намагниченности относительно внешнего магнитного поля  $H_0$ .

Как видно из рисунка, ядерная намагниченность изменяет знак при изменении величины  $H_0$ . Степень ядерной поляризации  $P_n$  равна нулю при  $H_0 = 4,5 \text{ э}$ , а при  $H_0 = 0,7 \text{ э}$  достигает максимального по абсолютной величине значения  $|P_n| \approx 1,75 \cdot 10^{-2} \%$ , что соответствует равновесной ядерной поляризации в магнитном поле  $6,65 \cdot 10^5 \text{ э}$  при  $T = 77\text{К}$ , или  $2,65 \cdot 10^6 \text{ э}$  при  $T = 300\text{К}$ .

При изменении направления внешнего магнитного поля  $H_0$  на противоположное при сохранении знака циркулярной поляризации света накачки, знак ядерной намагниченности изменяется на обратный т. е. кривая на рисунке будет антисимметричной относительно  $H_0$ .

Время спин-решеточной релаксации ядер  $^{29}\text{Si}$  при световом облучении для всех значений  $H_0$  было практически одинаковым и равнялось

~ 45 мин. Наблюдаемой зависимости степени оптической поляризации ядер  $^{29}\text{Si}$  можно дать следующее объяснение.

Как известно [3], при динамической поляризации ядер контактное и диполь-дипольное магнитные взаимодействия между электронами и ядрами приводят к противоположным направлениям ядерной намагниченности. В кремнии, содержащем атомы фосфора и компенсированном золотом ( $E_v + 0,54 \text{ эв}$ ), динамическая поляризация ядер при оптической накачке может возникать при взаимодействии ядер  $^{29}\text{Si}$  с фотовозбужденными электронами, локализованными как на мелких донорных центрах фосфора  $E_c - 0,045 \text{ эв}$ , так и на глубоких донорных центрах золота  $E_v + 0,35 \text{ эв}$ . В первом случае преобладает контактное взаимодействие [4], а во втором, по-видимому, — диполь-дипольное, так как волновая функция локализованного на глубоком центре электрона не простирается на большие расстояния, как это имеет место в случае мелкого донорного центра.

Для того, чтобы установить, какие из рассмотренных выше взаимодействий обуславливают положительные, а какие — отрицательные значения ядерной поляризации  $P_n$  на рисунке, были проведены эксперименты с кремнием *n*-типа, содержавшим только атомы фосфора. В этом случае ядерная намагниченность при всех значениях магнитного поля  $H_0$  (от 0,1 до 10 э) имела один знак и ее направление соответствовало положительным значениям  $P_n$ .

Следовательно можно предполагать, что отрицательная ветвь кривой, приведенной на рисунке, связана с диполь-дипольным взаимодействием ядер  $^{29}\text{Si}$  с электронами, захваченными на донорные атомы золота, а положительные значения  $P_n$  при  $H_0 > 4,5 \text{ э}$  обусловлены контактным взаимодействием с электронами, локализованными на донорных атомах фосфора.

Каждый из рассмотренных типов взаимодействия зависит от величины внешнего магнитного поля. Эта зависимость проявляется следующим образом.

При взаимодействии ядер с электронами вероятность переворота ядерного спина [3]

$$W \sim (1 + \omega_e^2 \tau_c^2)^{-1}, \quad (1)$$

где  $\omega_e = \gamma_e H_0$  — ларморовская частота электрона в магнитном поле  $H_0$ ,  $\tau_c$  — время корреляции, характеризующее случайное изменение проекции электронного спина. Для мелкого донорного центра  $\tau_c$  определяется вероятностью перескоков электронов между донорными уровнями и зоной проводимости (для фосфора в кремнии  $\tau_c \sim 10^{-10} \text{ сек}$  [4]). В случае, когда электрон локализован на глубоком донорном центре,  $\tau_c$  определяется временем спиновой релаксации  $\tau_s$  электрона, которое возрастает с увеличением глубины локализации уровня [2]. Поэтому, как видно из (1), с ростом поля  $H_0$  вероятность переворота ядерного спина при взаимодействии с электронами, локализованными на атомах золота, начнет существенно уменьшаться при меньших значениях  $H_0$ , чем для взаимодействия с электронами, локализованными на атомах фосфора. Следовательно отрицательные значения ядерной намагниченности  $P_n$ , связанные с наличием атомов золота, проявляются в слабых магнитных

полях, а затем быстро уменьшаются по величине с ростом поля, и в больших полях преобладают положительные значения  $P_n$ , обусловленные атомами фосфора. Уменьшение величины ядерной поляризации при малых значениях  $H_0 < 0,5 \text{ э}$  обусловлено, по-видимому, влиянием локального магнитного поля ядер  $^{29}\text{Si}$  [5].

С увеличением времени спиновой релаксации электронов  $\tau_s$  для глубоких донорных центров золота связано большое различие в абсолютных величинах ядерной поляризации, обусловленных взаимодействием ядер  $^{29}\text{Si}$  с глубокими центрами золота при  $H_0 \sim 0,7 \text{ э}$  и взаимодействием с мелкими донорными центрами фосфора  $H_0 > 4,5 \text{ э}$ , поскольку степень динамической поляризации ядер при оптической накачке увеличивается с уменьшением скорости электронной спиновой релаксации [2].

Из сказанного выше следует, что взаимодействие электронов, локализованных на глубоких донорных центрах с ядрами решетки наиболее эффективно в слабых магнитных полях. Изменяя величину внешнего магнитного поля при оптической накачке можно управлять механизмами электронно-ядерных взаимодействий в компенсированном кремнии, а также — величиной и направлением ядерной поляризации.

Авторы выражают благодарность В.Б.Шуман за предоставление образцов и М.И.Дьяконову и В.И.Перелю за полезные дискуссии.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
24 января 1977 г.

### Литература

- [1] Н.Т.Баграев, Л.С.Власенко, Р.А.Житников. Письма в ЖЭТФ, 23, 639, 1976.
- [2] Н.Т.Баграев, Л.С.Власенко, Р.А.Житников. Письма в ЖЭТФ, 24, 401, 1976.
- [3] А. Абрагам. Ядерный магнетизм. ИИЛ, 1963.
- [4] Н.Т.Баграев, Л.С.Власенко, Р.А.Житников. ЖЭТФ, 71, 952, 1976.
- [5] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 68, 1514, 1975.