

## О ВЫКЛЮЧЕНИИ ПАРАМАГНЕТИЗМА ПОЛУПРОВОДНИКА ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

*А.М.Бережковский, А.А.Овчинников*

Показано, что, когда энергия спинового расщепления в магнитном поле становится кратной энергии ступеньки лестницы Ванье — Штарка в электрическом поле [1], спиновый вклад в магнитный момент образца обращается в нуль.

Рассмотрим энергетический спектр электрона в зоне проводимости полупроводника, находящегося в сильных параллельных магнитном и электрическом полях, направленных по оси  $z$  кристалла. Магнитное поле приводит к квантованию Ландау в плоскости  $xy$ , электрическое поле приводит к возникновению уровней Ванье — Штарка. Спектр энергий электрона в этом случае имеет вид

$$\epsilon(l, n, \sigma_z) = F a l + \hbar \omega_c (n + \frac{1}{2}) + \mu \sigma_z H,$$

где  $F$  — произведение напряженности электрического поля на заряд электрона,  $a$  — постоянная решетки,  $l$  — номер уровня лестницы Ванье Штарка,  $\omega_c$  — циклотронная частота,  $n$  — номер уровня Ландау,  $\mu$  — эффективный магнетон,  $\sigma_z$  — квантовое число, равное единице в состоянии с проекцией спина электрона на ось  $z$  равной  $\hbar/2$ , и равное  $-1$ , когда проекция равна  $-\hbar/2$ ;  $H$  — напряженность магнитного поля.

Магнитный момент образца при  $H \neq 0$  является суммой спинового и диамагнитного вкладов. Цель нашей работы — показать, что в случае, когда поля таковы, что энергия спинового расщепления  $2\mu H$  становится кратной энергии ступеньки лестницы Ваннье — Штарка  $Fa$ , то спиновый вклад в магнитный момент образца обращается в нуль и остается лишь диамагнитный вклад. С макроскопической точки зрения это означает исчезновение парамагнитной составляющей магнитного момента образца. Причиной этого является спин-орбитальное взаимодействие, которое приводит к обращению в нуль среднего значения спина в собственных состояниях гамильтониана, учитывающего спин-орбитальное взаимодействие.

Рассмотрим этот случай более детально. При полях  $Fa \approx 2\mu H$  имеем  $\epsilon(l, n, 1) \approx \epsilon(l+1, n, -1)$ , и в этом случае необходимо учитывать спин-орбитальное взаимодействие, смешивающее эти состояния. В новых состояниях среднее значение спина равно  $\pm (\hbar/2)\lambda/\sqrt{\lambda^2 + 4|A|^2}$  (а не  $\pm \hbar/2$ , как было бы без учета спин-орбитального взаимодействия), где  $\lambda = Fa - 2\mu H$ ,  $A$  — недиагональный матричный элемент спин-орбитального взаимодействия. При  $Fa = 2\mu H$  ( $\lambda = 0$ ) средний спин равен нулю и это приводит к исчезновению спинового вклада в магнитный момент образца. Для обнаружения описанного эффекта желательно создать в полупроводнике квазистационарное, не больцмановское распределение электронов по оси  $z$ , поскольку при больцмановском распределении электроны будут в основном находиться вблизи поверхности образца, а не на штарковых уровнях. Распределение по остальным степеням свободы будем полагать больцмановским с температурой  $T$ . Считая, что распределение электронов по оси  $z$  равномерное и что в зоне проводимости имеется  $N$  электронов, получим следующее выражение для спинового вклада в магнитный момент образца

$$M_{\text{спин}} = N\mu \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2 + 4|A|^2}} \text{th} \frac{Fa(1 - 2|b|^2) - \sqrt{\lambda^2 + 4|A|^2}}{2T}, \quad (1)$$

где  $b = \frac{2A}{\sqrt{2\sqrt{\lambda^2 + 4|A|^2}} \sqrt{\sqrt{\lambda^2 + |A|^2} + \lambda}}$  — параметр, характери-

зующий степень смешивания состояний за счет спин-орбитального взаимодействия; когда смешивание велико —  $\lambda \approx 0$ ,  $|b| \approx 1/\sqrt{2}$ , когда смешивание мало —  $|b| \ll 1$ .

В слабых магнитных полях  $2\mu H < Fa$ , а также в магнитных полях, для которых  $Fa < 2\mu H < 2Fa$  спиновый вклад (1) ведет себя обычным образом и равен

$$M_{\text{спин}} = N\mu \text{th} \frac{\mu H}{T}. \quad (2)$$

При  $Fa = 2\mu H$  ( $\lambda = 0$ ) спиновый вклад в магнитный момент образца обращается в нуль. Уменьшение  $M_{\text{спин}}$  от (2) до нуля и обратное возвращение к (2) происходит в узком интервале напряженностей магнитного поля порядка  $|A|/\mu$ . Рассмотренный эффект может быть использо-

ван для обнаружения уровней Ванье — Штарка. С другой стороны, при подвешивании образца в магнитное поле и включении электрического поля на величины  $E = 2\mu H/ea$  на образец будут действовать дополнительные пондеромоторные силы, связанные с выключением парамагнитной составляющей магнитного момента.

И, наконец, можно попытаться наблюдать отклонение от линейной зависимости от  $H$  максимума поглощения полупроводника в ЭПР — спектрометре в указанной области полей и появление двух максимумов вместо одного.

Институт физической химии  
им. Л.Я.Карпова

Поступила в редакцию  
23 июня 1978 г.

### Литература

- [1] G. N. Wannier. Phys. Rev., 117, 432, 1960.