

ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЯДЕР В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А. И. Екимов, В. И. Сафаров

К настоящему времени выполнено большое число работ по оптической накачке поляризованных по спину электронов в полупроводниках [1 – 6]. В этих опытах ориентированные по спину носители возбуждались из валентной зоны в зону проводимости при поглощении циркулярно поляризованного света. Наиболее удобным для детектирования спиновой ориентации электронов оказался оптический метод [2, 3] – изучение поляризации рекомбинационной люминесценции. Для кристаллов $A^{III}B^V$ правила отбора для межзонных переходов дают простую связь степени циркулярной поляризации люминесценции (S) и степени стационарной ориентации электронов (P) на дне зоны проводимости $S = 0,5P$. В настоящей работе также оптическим методом исследован ряд эффектов, которые возникают в случае, если спины электронов сильно взаимодействуют с магнитными моментами ядер в кристалле.

Как известно, столкновение электрона с ядром может сопровождаться взаимным переворачиванием спинов. В случае, если электроны сильно поляризованы, при таких столкновениях ориентация электронов будет передаваться ядрам – то есть будет осуществляться динамическая поляризация ядер. Такое явление было впервые обнаружено Лампелем [1] и детектировалось по увеличению сигнала ядерного магнитного резонанса в кремнии при освещении кристалла циркулярно поляризованным светом. Однако такая динамическая поляризация ядер может детектироваться и по изменению степени стационарной ориентации электронов, то есть оптически (по поляризации люминесценции).

Рассмотрим дифференциальные уравнения, описывающие релаксационные процессы ориентированных электронов в кристалле (для простоты магнитные моменты ядер приняты равными $\pm 1/2$):

$$\frac{dN_{\pm}}{dt} = l G_{\pm} - \frac{N_{\pm}}{T} - \frac{N_{\pm} - N_{\mp}}{2T_s} - (N_{\pm}n_{\mp} - N_{\mp}n_{\pm}) \frac{W}{2}$$

$$\frac{dn_{\pm}}{dt} = - \frac{n_{\pm} - n_{\mp}}{2\tau_s} + (N_{\pm}n_{\mp} - N_{\mp}n_{\pm}) \frac{W}{2} \quad (1)$$

здесь N_{\pm} , n_{\pm} – концентрация электронов и ядер с соответствующими спинами, l – интенсивность возбуждающего света, G_{\pm} – вероятности создания электрона с разной ориентацией спина при поглощении циркулярно поляризованного света, T – время жизни неравновесного электрона, T_s и τ_s – времена спин-решеточной релаксации электронов и ядер. Последние члены в уравнениях учитывают взаимные перевороты спинов электрона и ядра, W – вероятность такого переворота

при столкновении. Решение уравнений в стационарном случае дает

$$P = P_0 \left[1 + \frac{T}{T_s} + \frac{T}{T_n} (1 - f) \right]^{-1}. \quad (2)$$

Здесь P_0 определяется значениями G_{\pm} (для переходов $\Gamma_{8v} - \Gamma_{6c}$ в кристаллах $A^{III}B^V$ $P_0 = 0,5$), f – фактор поляризации ядерных спинов $f = \tau_s / (\tau_e + \tau_s)$, где $T_n = (W \frac{n}{2})^{-1}$, $\tau_e = (W \frac{N}{2})^{-1}$ есть не что иное, как время спиновой релаксации электронов на ядрах и наоборот (N , n – общее число неравновесных электронов и ядер). Поскольку N зависит от интенсивности возбуждающего света ($N = IT$), то и фактор поляризации f и степень стационарной ориентации электронов P также должны зависеть от интенсивности возбуждения.

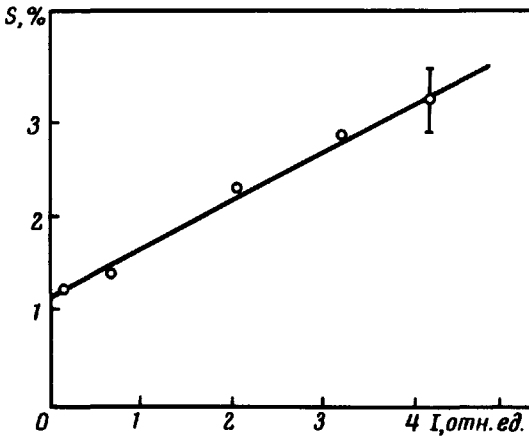


Рис. 1. Зависимость степени поляризации люминесценции кристалла $Ga_{0,7}Al_{0,3}As$ p -типа от интенсивности возбуждения при $4,2^\circ K$

Этот результат можно понять следующим образом. При малой концентрации ориентированных электронов (малая интенсивность возбуждения) столкновение электронов с ядрами происходит настолько редко, что за время между двумя столкновениями ядра успеют потерять переданную им ориентацию, вследствие, например, спин-решеточной релаксации ($f \rightarrow 0$). Поэтому электроны все время будут испытывать столкновения с неполяризованными ядрами. Однако при большой интенсивности возбуждения столкновения могут происходить настолько часто, что за время между двумя столкновениями ядро сохранит свою ориентацию ($f \rightarrow 1$). Поэтому спиновая релаксация электронов на ядрах будет замедляться, что и приведет к увеличению степени стационарной ориентации. В случае, когда $T \approx T_s \gg T_n$, P линейно зависит от интенсивности света и при $I \rightarrow 0$ стремится к некоторому значению, определяемому релаксацией электронов на неполяризованных ядрах.

Такое явление наблюдалось нами на кристаллах $p-Ga_{0,7}Al_{0,3}As$, все атомы основной решетки которых обладают ядерным магнитным моментом. Для возбуждения использовался He – Ne-лазер. На рис. 1 представлена степень циркулярной поляризации люминесценции кристаллов (S) при $4,2^\circ K$ в зависимости от интенсивности циркулярно по-

ляризованного возбуждающего света (I). Как видно, с ростом I наблюдается линейное возрастание степени поляризации примерно от 1 до 3%.

Интересные явления должны наблюдаться во внешнем магнитном поле. В обычном случае внешнее магнитное поле, направленное перпендикулярно направлению ориентации электронных спинов, приводит к деполяризации электронов (эффект Ханле) вследствие прецессии спинов вокруг направления магнитного поля, которая происходит с частотой $\Omega = egH/2mc$. Зависимость $P(H)$ при этом имеет Лорентцевский вид $P(H) = P(0) [1 + \Omega^2 T_0^2]^{-1}$ и полуширина кри-

вой $P(H)$ определяется условием $\Omega T_0 = 1$, где $\frac{1}{T_0} = \frac{1}{T} + \frac{1}{T_s}$. В

рассматриваемом случае решение соответствующих уравнений дает более сложную зависимость

$$P(H) = \frac{P_0 \left[1 + \frac{T}{T_s} + \frac{T}{T_n} \left(1 - \frac{f}{\omega^2 \tau^2 + 1} \right) \right]^{-1}}{\left[\Omega + \frac{\omega \tau f}{T_n (\omega^2 \tau^2 + 1)} \right]^2 \left[\frac{1}{T} + \frac{1}{T_s} + \frac{1}{T_n} \left(1 - \frac{f}{\omega^2 \tau^2 + 1} \right) \right]^{-2} + 1}, \quad (3)$$

где ω — частота прецессии ядерных спинов (обычно $\omega \ll \Omega$), а $\frac{1}{T} = \frac{1}{T_e} + \frac{1}{T_s}$.

В случае слабой интенсивности возбуждения ($f = 0$), эта формула сводится к обычной для эффекта Ханле, и полуширина будет определяться релаксацией электронов на неполяризованных ядрах. При большой интенсивности света ($f \neq 0$) существенную роль играет поляризация ядер, но, как видно из (3), при $H \neq 0$ фактор поляризации ядер следует заменить выражением $f / (\omega^2 \tau^2 + 1)$. С ростом H это выражение быстро стремится к 0 (член $\omega^2 \tau^2$ быстро возрастает, поскольку времена спиновой релаксации ядер очень велики). Таким образом уже при малых напряженностях магнитного поля (когда еще $\Omega T_0 \ll 1$) степень ориентации электронов упадет до значения, соответствующего малой интенсивности света ($f / (\omega^2 \tau^2 + 1) \rightarrow 0$). Этот факт объясняется тем, что внешнее поле, вызывая прецессию ядерных спинов, приводит тем самым к деполяризации ядер; в таких условиях степень ориентации электронов определяется уже релаксацией на неориентированных ядрах. При дальнейшем возрастании магнитного поля будет наблюдаться такой же Лорентцевский контур (с той же амплитудой и полушириной), как и при малой интенсивности света.

На рис. 2 представлены полученные зависимости степени поляризации люминесценции от напряженности поперечного магнитного поля в исследованном кристалле $Ga_{0,7}Al_{0,3}As$ для двух значений интенсивности возбуждения. Как видно, наблюдаемые зависимости полностью соответствуют рассмотренной модели. Падение степени поляризации

в области малых напряженностей поля (большая интенсивность возбуждения) представляет собой, в сущности, эффект Ханле для поляризованных ядер. Из полученных зависимостей $P(H)$ можно определить времена спиновой релаксации электронов $T_n \approx 10^{-9}$ сек и ядер $\tau \approx 10^{-3}$ сек.

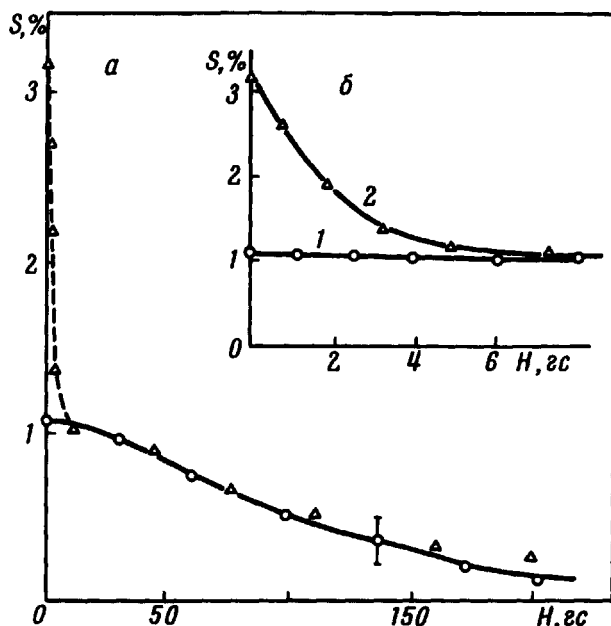


Рис. 2. Зависимость степени поляризации люминесценции кристаллов $Ga_{0,7}Al_{0,3}As$ от напряженности поперечного магнитного поля, для разной интенсивности возбуждения: 1 – возбуждение ослаблено в 10 раз, 2 – максимальное возбуждение. Сплошная кривая на графике *a* представляет Лоренцевский контур с полушириной 110 Гс

Отметим, что в присутствии продольного магнитного поля можно деполаризовать ядра действием радиочастотного поля (насыщение ядерного магнитного резонанса). Нами было зафиксировано уменьшение степени поляризации люминесценции в исследованных кристаллах при приложении радиочастотного поля 180 кГц (продольное постоянное поле $H = 145$ Гс), что близко соответствует резонансу на ядрах Ga.

Авторы выражают признательность В.И.Перелю и М.И.Дьяконову за полезные обсуждения.

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

Поступила в редакцию
25 января 1972 г.

Литература

- [1] G.Lampel . Phys. Rev. Lett., 20, 491, 1968.
- [2] R.R.Parsons. Phys. Rev. Lett., 23, 1152, 1962; Canad. J. Phys., 49, 1850, 1971.

- [3] А.И.Екимов, В.И.Сафаров. Письма в ЖЭТФ, 12, 293, 1970.
- [4] Д.З.Гарбузов, А.И.Екимов, В.И.Сафаров. Письма в ЖЭТФ, 13, 36, 1971.
- [5] А.И.Екимов, В.И.Сафаров. Письма в ЖЭТФ, 13, 251, 1971.
- [6] А.И.Екимов, В.И.Сафаров. Письма в ЖЭТФ, 13, 700, 1971.
-