

ЭЛЕКТРОПОЛЕВОЙ МЕХАНИЗМ РЕЛАКСАЦИИ ПАРАМАГНИТНЫХ ЦЕНТРОВ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С НОСИТЕЛЯМИ ТОКА

М.Ф. Дейген, Б.Е. Вулмейстер

Предложен новый механизм спиновой релаксации парамагнитных примесных центров в полупроводниках. Этот механизм обусловлен возможностью электродипольного возбуждения спиновых переходов примесей, находящихся в местах кристалла без центра инверсии. Проведено сопоставление с известными механизмами спиновой релаксации, связанной взаимодействием парамагнитных центров с носителями тока.

Вопрос о роли носителей тока в парамагнитной релаксации теоретически впервые был рассмотрен в работах [1, 2]. При этом выяснилось, что механизмы взаимодействия электронов проводимости с парамагнитным центром (ПЦ), предложенные в [2], приводят к слишком большим временам релаксации и не являются актуальными. Механизм обменного рассеяния [1] позволил в ряде случаев объяснить имеющиеся экспериментальные данные, однако, вообще говоря, его эффективность ограничена явлением поляризации зонных электронов, которое наступает при больших концентрациях ПЦ и больших временах спин-решеточной релаксации электронов проводимости.

В кристаллах, в которых локальная симметрия ПЦ не обладает центром инверсии, в спин-гамильтониане содержатся линейные по электрическому полю члены (электрополевой эффект [3]). В этом случае взаимодействие ПЦ с электрическим полем носителей тока также может обуславливать парамагнитную релаксацию. На возможность эффективности такого механизма указывает, отмеченная в [4, 5] корреляция между значениями времен релаксации ряда ПЦ и величинами их электрополевых констант. В этих работах предполагалось, что парамагнитная релаксация обязана взаимодействию ПЦ с флуктуационным электрическим полем плазмы носителей тока. Такое рассмотрение соответствует учету лишь предельно длинноволновых компонент флуктуаций поля электронного газа.

В кристаллах с небольшим количеством ПЦ (отсутствие примесной проводимости) спин-плазменный механизм релаксации имеет место в ограниченной области электронных концентраций, когда $\omega_{ab} \sim \Omega$ или $\omega_{ab} \ll \Omega$ соответственно для одно- и двух-плазменных процессов (ω_{ab} — частота перехода, Ω — ленгмюровская частота). Указанное ограничение не появляется при учете коротковолновых компонент флуктуаций электрического поля, которые связаны с движением невзаимодействующих между собой электронов. В то же время, благодаря непосредственной связи спина ПЦ с трансляционным движением зонных электронов, в этом случае не возникает явления поляризации последних, присущее механизму [1]. Рассмотрение этих вопросов и является предметом настоящего сообщения.

Гамильтониан взаимодействия ПЦ с электрическим полем носителей тока имеет вид

$$V = \sum_{ijk} [\beta_{ijk} H_j \hat{S}_k + a_{ijk} \{\hat{S}_j, \hat{S}_k\}] \hat{E}_i \equiv \sum_i \hat{D}_i \hat{E}_i. \quad (1)$$

Здесь a_{ijk} , β_{ijk} – компоненты тензоров электрополевого эффекта, H – внешнее магнитное поле, \hat{E} – оператор электрического поля, создаваемого электронами проводимости в месте нахождения ПЦ; $\{\hat{S}_j, \hat{S}_k\} = S_j S_k + S_k S_j$.

Вероятность перехода ПЦ из состояния $|a\rangle$ в состояние $|b\rangle$ W_{ab} равна

$$W_{ab} = \frac{1}{\hbar^2} \sum_{ij} (D_i)_{ab} (D_j)_{ab}^* \frac{1}{(2\pi)^3} \int dk \langle E_i E_j \rangle_{k\omega_{ab}} \quad (2)$$

$\langle E_i E_j \rangle_{k\omega_{ab}}$ – пространственно-временной фурье-образ коррелятора электрического поля электронного газа [6]. В рассматриваемом случае больших k ($ka > 1$, a – дебаевский радиус), в отсутствие вырождения и при $k_B T \gg \hbar\omega_{ab}$ $\langle E_i E_j \rangle_{k\omega_{ab}}$ можно представить в виде

$$\langle E_i E_j \rangle_{k\omega_{ab}}^{\circ} = 16\sqrt{6}\pi^{3/2} \frac{e^2 n}{\epsilon^2 s} \frac{k_i k_j}{k^5} e^{-\frac{3\omega_{ab}^2}{2k^2 s^2}} \frac{\hbar^2 k^2}{8m^* k_B T}. \quad (3)$$

$\langle E_i E_j \rangle_{k\omega}^{\circ}$ – фурье-образ коррелятора идеального газа электронов. (3) не равно нулю лишь при условии $a^2 > 8m^* k_B T / \hbar^2$, которое выполняется если $\omega_{ab} \sim \Omega$. В этом случае вероятность перехода выражается через функцию Макдональда $K_0(\hbar\omega_{ab}/2k_B T)$ и при $\hbar\omega_{ab} \ll k_B T$ приближенно равна

$$W_{ab} \approx 8 \left(\frac{2\pi}{3} \right)^{1/2} \frac{e^2 n}{\hbar^2 \epsilon^2 s} |D_{ab}|^2 \ln \frac{2,2k_B T}{\hbar\omega_{ab}}. \quad (4)$$

n – концентрация электронов проводимости, m^* – их эффективная масса, ϵ – диэлектрическая проницаемость кристалла, s – тепловая скорость электронов.

Для биполярного полупроводника очевидно, что

$$W_{ab} = W_{ab}^{(n)} + W_{ab}^{(p)}$$

$W_{ab}^{(n)}$, $W_{ab}^{(p)}$ – вероятности релаксационных переходов при взаимодействии ПЦ с электронами и дырками соответственно.

Слабая зависимость $W_{ab}/|D_{ab}|^2$ от величины магнитного поля связана с нерезонансной передачей зеемановской энергии зонному электрону в процессе его рассеяния на ПЦ. Однако при выключении магнитного поля для центров с $S > 1/2$ можно ожидать существенного уменьшения времени релаксации¹⁾. В отличие от процессов комбинационного рассе-

¹⁾ При $H = 0$ $\omega_{ab} \neq 0$, так как в спин-гамильтониане содержатся члены кристаллического поля.

яния фононов температурная зависимость вероятности перехода оказывается здесь пропорциональна $T^{-1/2}$ при $n \neq n(T)$. Если же появление электронов в зоне связано с тепловыми забросами электронов, появляется быстрая — экспоненциального характера — зависимость вероятности перехода от температуры.

Сравнение (4) с соответствующими выражениями в [1, 4] показывает, что рассматриваемый здесь механизм релаксации является более эффективным, чем одноплазмонный и не менее эффективным (при типичных для глубоких доноров значениях электрополевых констант), чем механизм обменного рассеяния. Следовательно, формула (4) может служить альтернативой для объяснения экспериментальных фактов релаксации глубоких доноров (например, приведенных в [4]).

При больших концентрациях носителей ($\omega_{ab} \ll \Omega$) коротковолновые фурье-компоненты электрического поля $\langle E_i E_j \rangle_{k\omega_{ab}}^0$ становятся пренебрежимо малыми. В [5] предполагалось, что в этой области концентраций вероятность перехода определяется двухплазмонными процессами в более высоком порядке теории возмущений. Оценки, однако показывают, что экранированное нерезонансное взаимодействие электронов с ПЦ (связанное с фурье-компонентами $\langle E_i E_j \rangle_{k\omega_{ab}}$, для которых $1/a \gtrsim k > \omega_{ab}/s$) существенно уже в низайшем порядке теории возмущений и его вклад в W_{ab} сравним с вкладом двухплазмонных процессов.

В [7] экспериментально исследовалась зависимость времени парамагнитной релаксации фосфора в кремнии от концентрации электронов проводимости, возникающих в результате оптической подсветки. Концентрации зонных электронов не превышали 10^8 см^{-3} . При этом спинплазмонный механизм не работает, так как $\omega_{ab} \gg \Omega$. Рассмотренный же здесь механизм эффективен и при таких концентрациях носителей. К сожалению, количественное сопоставление с экспериментом пока невозможно, так как для этих примесей не известны значения электрополевых констант

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
7 декабря 1973 г

Литература

- [1] D.Pines, J.Bardeen, Ch. Slichter. Phys. Rev., 106, 489, 1957
- [2] E.Abrahams. Phys. Rev., 107, 491, 1957
- [3] N.Bloembergen. Science, 133, 1363, 1961.
- [4] М.Ф.Дейген, Л.А. Суслин, Л.Ю.Мельников. ЖЭТФ, 15, 1647, 1973.
- [5] M.F.Deigen, L.A.Suslin. Phys. Stat. Solidy (в печати).
- [6] А.Г.Ситенко. Электромагнитные флуктуации в плазме, изд. Харьковского университета, 1965.
- [7] G.Feher, E.A.Gere. Phys. Rev., 114, 1245, 1957.