Список литературы

[1] Шабатин В. П., Третьяков Ю. Д. Химия низких температур и криохимическая технология. М.: МГУ, 1990. С. 106—115.
[2] Fanggao C., Cankurtarant M., Sauders G. A., Almond D. P., Ford P. I., Kheffaji A. Al. // Supercond. Sci. Technol. 1990. V. 3. N 11. P. 546—555.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
3 марта 1992 г.

УДК 621.315.592

© *Физика твердого тела, том 35, № 2, 1993*
Solid state Physics, vol. 35, N 2, 1993

САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В ПРОВОДНИКАХ С НЕАДДИТИВНЫМ ЗАКОНОМ ДИСПЕРСИИ

Г. М. Шмелев, Э. М. Эпштейн

Самоиндуцированная прозрачность (СИП) — один из характерных нелинейных эффектов, возникающих в проводниках с непараболическим законом дисперсии носителей в сильных ВЧ полях. В условиях СИП из-за фазового перемешивания движений электронов ВЧ ток исчезает и проводник ведет себя как линейный диэлектрик [1]. В работе [2] данный эффект был предсказан для одномерной полупроводниковой сверхрешетки (СР), помещенной в монохроматическое электрическое поле $\mathbf{F}(t) = \mathbf{F}_0 \cos \omega t$, параллельное оси СР ($\omega\tau \gg 1$, τ — время свободного пробега электрона). Формальной причиной СИП в этих материалах является обращение в нуль плотности ВЧ тока в нулях функции Бесселя $J_0(F)$

$$j_x = j_0 J_0(F) \sin(F \sin \omega t). \tag{1}$$

Здесь $j_0 = \mathrm{const}$; $\mathrm{F} = \mathrm{F}_0/F_c$; F_c — характерное поле, при котором ток в СР становится существенно нелинейным; OX — ось СР.

Как и в большинстве работ по кинетике одномерных СР, энергетический спектр электронов в [2] предполагался аддитивным

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_1(p_x) + \varepsilon_2(p_y) + \varepsilon_3(p_z).$$

Между тем неаддитивность $\varepsilon(\mathbf{p})$ может привести либо к модификации известных [3], либо к появлению новых эффектов [4]. Здесь мы покажем, что в материалах с неаддитивным непараболическим законом дисперсии явление СИП приобретает особенности, отсутствующие в рассмотренном в [2] случае. Для определенности возьмем закон дисперсии электронов применительно к ОЦК решетке в приближении сильной связи [5]

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0 - \frac{\Delta}{2} \cos\frac{ap_x}{2} \cos\frac{ap_y}{2} \cos\frac{ap_z}{2}. \tag{2}$$

Здесь Δ — ширина зоны проводимости, a — постоянная решетки, $\mathbf{p}$ — квазиимпульс электрона, $\hbar = 1$; оси координат совпадают с главными осями кристаллической решетки. Считаем далее, что вектор $\mathbf{F}_0$ лежит в одной из координатных плоскостей (XOY). Соответственно сформулированной постановке задачи излагаемые ниже результаты относятся в том числе к трехмерным СР (примером могут служить кластерные СР на основе цеолитов [6]), а также к электронному газу с двумерной ОЦК решеткой. Ограничиваясь рамками квазиклассического и однозонного приближений: $\Delta \gg \tau^{-1}$, eF_0a и $\omega < \varepsilon_g$ (ε_g — ширина запрещенной зоны) и используя при этом кинетическое уравнение Больцмана с интегралом столкновений в τ-приближении ($\tau = \mathrm{const}$) [1, 2], находим при $\omega\tau \gg 1$

$$2j_{\left.\begin{matrix}x\\y\end{matrix}\right\}} = j_0 \{J_0(F_x + F_y)\sin((F_x + F_y)\sin\omega t) \pm \pm J_0(F_x - F_y)\sin((F_x - F_y)\sin\omega t)\}, \tag{3}$$

здесь $F_c = 2\omega/ea$. Отметим, что при $F_{0x} = 0$ или $F_{0y} = 0$ (3) переходит в (1). Из (3) следует, что СИП возможна для дискретного набора углов α_{ik}, образуемых вектором $\mathbf{F}_0$ с осью OX

$$\alpha_{ik} = \mathrm{arctg}\,[\lambda_{0,k} \mp \lambda_{0,i})(\lambda_{0,k} \pm \lambda_{0,i})^{-1}]\,(i,\ k = 1,\ 2,\ 3, \ldots), \tag{4}$$

где $\lambda_{n,s}$ — s-й нуль функции Бесселя J_n. В случае $i = k$ $\alpha_{ii} = 0$ или $\alpha_{ii} = \pi/2$, что соответствует $F_{0y} = 0$ или $F_{0x} = 0$, т. е. случаю, когда вектор $\mathbf{F}_0$ направлен вдоль одной из координатных осей. Из (4) также следует, что $\alpha_{ik} \neq 45°$. Каждому из углов, определяемых формулой (4), соответствует свое значение абсолютной величины напряженности поля (в единицах F_c)

$$F_{ik} = \sqrt{\frac{1}{2}(\lambda_{0,i}^2 + \lambda_{0,k}^2)}, \tag{5}$$

при которой возникает СИП.

Численный анализ результатов (4) и (5) показывает, что минимальное необходимое значение F_{ik} достигается при $i = k = 1$ ($F_{11} = 2.40$). Во всех иных случаях меньшие F_{ik} реализуются при $i \neq k$. Например, когда $\alpha_{12} = 21.46°$, величина $F_{12} = 4.26$, в то время как $F_{22} = 5.52$; при $\alpha_{15} = 35.85°$ величина $F_{15} = 10.69$, а $F_{55} = 14.93$.

До сих пор речь шла о так называемой полной СИП. Существует в рассматриваемом случае и эффект селективной СИП, когда самопрозрачность имеет место лишь для одной из гармоник ($2m + 1$-й) рождающегося в образце спектра частот ω, 3ω, $5\omega, \ldots$. Разлагая в ряд Фурье $\sin((F_x \pm F_y)\sin\omega t)$ в формуле (3), находим условия существования данного эффекта

$$J_{2m+1}(F_x + F_y)\,J_0(F_x + F_y) \pm J_{2m+1}(F_x - F_y)\,J_0(F_x - F_y) = 0, \tag{6}$$

которые должны удовлетворяться одновременно. Кроме уже рассмотренного (полная СИП), здесь возможны три варианта

1) $J_0(F_x + F_y) = 0,\ J_{2m+1}(F_x - F_y) = 0,$

2) $J_0(F_x - F_y) = 0,\ J_{2m+1}(F_x + F_y) = 0,$

3) $J_{2m+1}(F_x + F_y) = 0,\ J_{2m+1}(F_x - F_y) = 0.$

Отсюда легко найти аналогичные (4) и (5) формулы для соответствующих наборов углов и напряженностей ВЧ поля. Например, в третьем случае селективная СИП имеет место для набора углов

$$\alpha_{ik}^{(l)} = \mathrm{arctg}\,[(\lambda_{2m+1,\,k} \pm \lambda_{2m+1,\,i})(\lambda_{2m+1,\,k} \mp \lambda_{2m+1,\,i})^{-1}]. \tag{7}$$

При этом должно быть

$$F_{ik}^{(l)} = \sqrt{\frac{1}{2}(\lambda_{2m+1,\,k}^2 + \lambda_{2m+1,\,i}^2)}\ . \tag{8}$$

Заметим, что численные оценки величины F_c имеются в [1, 2].

Список литературы

[1] Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М., 1989. 288 с.

[2] Игнатов А. А., Романов Ю. А. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 11. С. 3388—3389.

[3] Эпштейн Э. М. // ФТП. 1977. Т. 11. № 11. С 2231—2233.

[4] Шмелев Г. М., Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 8. С. 2565—2572.

[5] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М.; Л., 1962. 420 с.

[6] Богомолов В. Н., Задорожний А. И., Павлова Т. М., Петрановский В. П., Подхалюзин В. П., Холкин А. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. № 7. С. 406—409.

Государственный педагогический институт
им. А. С. Серафимовича
Волгоград

Поступило в Редакцию
26 августа 1992 г.

УДК 539.143.43

© Физика твердого тела, том 35, № 2, 1993
Solid State Physics, vol. 35, N 2, 1993

ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭХА ОТ АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСОВ ПРИ НЕРАВНЫХ УГЛАХ ПОВОРОТА ЯДЕРНЫХ СПИНОВ В МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

И. Г. Килиптари

Как известно, при резонансном возбуждении неоднородно-уширенной линии ЯМР с полушириной $\Delta\omega_{1/2}$ парой одинаковых протяженных импульсов с большими углами поворота $\alpha_{1,2}=\gamma H_{1,2}\eta\tau_{1,2} \gg \pi$ сигнал эха в магнетиках принимает симметричную двугорбую форму [1] (здесь γ — гиромагнитное отношение для ядер, а η коэффициент усиления ЯМР). В [2, 3] расчетными методами было установлено, что при выполнении условия $\tau_{1,2}^{-1} \gtrsim \Delta\omega_{1/2}$ различие в длительностях $(\tau_1 \neq \tau_2)$ или в амплитудах $(H_1 \neq H_2)$ импульсов приводит к трансформации формы эха. Причина этого, согласно [3], заключается в формировании эха лишь при различии в площадях импульсов. Аналогичный подход применим и при анализе откликов, возникающих от длинных возбуждающих импульсов $(\tau_{1,2}^{-1} << \Delta\omega_{1/2})$ [4].

В настоящей работе экспериментально и численными методами исследуются свойства сигналов эха, формирующихся от импульсов неравной интегральной интенсивности. На рис. 1 показана форма эха в чистом ГЦК Co при фиксированной длительности первого импульса и различных длительностях второго. Как видно из этого рисунка, при $\tau_1 < \tau_2$ сигнал эха принимает асимметричную двугорбую форму, причем с ростом τ_2 различие в интенсивности составляющих его компонент увеличивается, и при $\tau_2 \gtrsim 2.5\tau_1$ эхо становится одногорбым. Аналогичная картина наблюдается и при $\tau_1 > \tau_2$, однако интенсивность левого