

МНОГОПУЧКОВЫЙ СТРИМИНГ ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК В ГЕРМАНИИ

А.А.Андронов, Е.П.Додин, З.Ф.Красильник

Обнаружено, что однопучковое распределение горячих дырок при стриминге в электрическом поле $E \parallel [001]$ превращается в магнитном поле $H \parallel E \parallel [001]$ в многопучковое. Кратко обсуждаются проявления такого распределения в спектре циклотронного резонанса тяжелых дырок германия.

Стриминг — анизотропное, вытянутое в пространстве импульсов вдоль электрического поля распределение горячих носителей заряда в полупроводниках с сильной связью носителей с оптическими фононами ¹. Со стримингом связан ряд предложений о достижении инвертированных распределений и отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в полупроводниках, реализация которых привела к обнаружению индуцированных излучений горячих носителей в германии в диапазоне длин волн $\lambda \sim 0,07 \div 4$ мм (см., например, ²). В частности, при стриминге тяжелых дырок германия в $E \parallel H \parallel [001]$ полях было обнаружено ³ и исследовано ⁴ индуцированное циклотронное излучение тяжелых дырок с отрицательными массами. Анализ стриминга тяжелых дырок в германии и возможности индуцированного циклотронного излучения был выполнен в работе ⁵ в рамках аксиально-симметричного закона дисперсии $\mathcal{E}(p)$ тяжелых дырок. В настоящей работе при анализе стриминга дырок с реальным законом дисперсии выявлены новые особенности распределения дырок

в пространстве импульсов, важные как для развития фундаментальных представлений о стриминге, так и для понимания условий возникновения и характеристик индуцированного излучения дырок с отрицательными циклотронными массами.

При стриминге функция распределения формируется за счет бесстолкновительного движения носителей в электрическом поле при энергии $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$ до энергии оптического фонона $\mathcal{E} = \hbar\omega_0$, и последующего быстрого неупругого рассеяния при $\mathcal{E} > \hbar\omega_0$, приводящего к возврату носителей в область энергий $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$. При $H = 0$ в процессе движения дырок в области энергий $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$ сохраняется значение поперечного импульса дырки ($p_{\perp} \perp E$). При $H \neq 0$ дырки наряду с поступательным движением совершают циклотронное вращение в поперечной к полю H плоскости, что приводит к перестройке функции распределения и возникновению многопучкового стриминга. Функция распределения в $E, H \parallel [001]$ полях рассчитывалась методом Монте-Карло. При численном моделировании, результаты которого представлены на рис. 1, использовался закон дисперсии $\mathcal{E}(p) = \frac{1}{2m_0} \{Ap^2 - [B^2 p^4 + C^2 (p_x^2 p_y^2 + p_y^2 p_z^2 + p_z^2 p_x^2)]^{1/2}\}$, $A = 13,27$, $B^2 = 74,48$, $C^2 = 153,8$. Учитывалось рассеяние на оптических и акустических фононах с усредненным по углам фактором перекрытия волновых функций дырок.

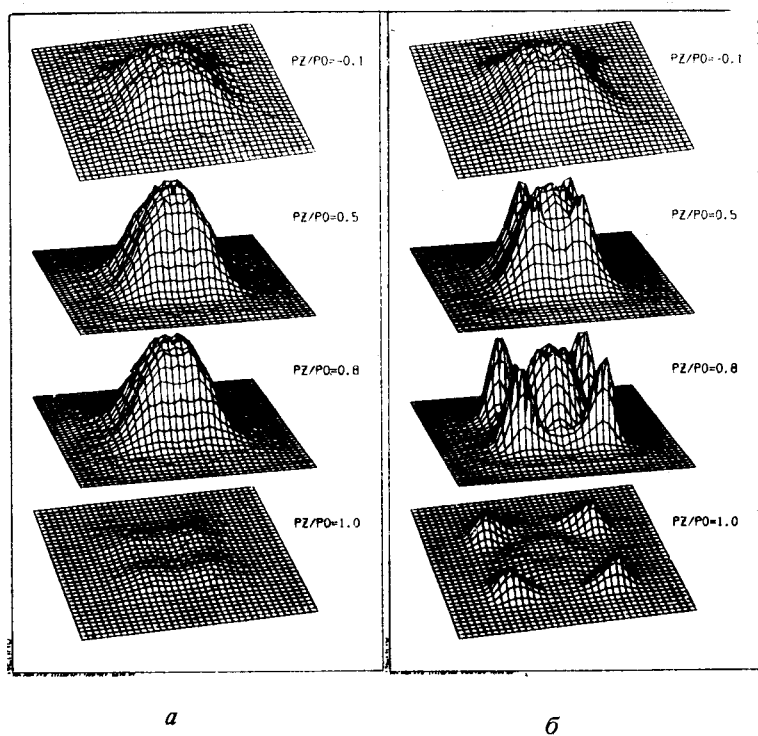


Рис. 1. Функция распределения тяжелых дырок германия в различных сечениях $p_z = \text{const}$, рассчитанная методом Монте-Карло при $T = 20$ К, $E = 125$ В/см, $H = 0$ (а) и $H = 25$ кЭ (б). Поперечные (p_x, p_y) значения импульсов меняются от $-p_0$ до p_0 с шагом 0,05 (шаг сетки), $p_0 = (2\hbar\omega_c \bar{m})^{1/2}$, $\bar{m} = 0,35m_0$.

В функции распределения при $H = 0$ и при $H \neq 0$ проявляется симметрия четвертого порядка относительно оси $[001]$, отражающая симметрию закона дисперсии в данном кристаллографическом направлении. Развал стриминга на много пучков в сильном магнитном поле $H \parallel E$ нетрудно понять, анализируя динамику дырок между актами столкновений. В процессе вращательно-поступательного движения меняется циклотронная частота дырок $\omega_c(p)$. Если изменение ω_c на каждом обороте дырки мало, то при таком движении сохраняется площадь S , ограниченная траекторией дырки в поперечной к полю H плоскости, которая является адиабатическим инвариантом движения. Условие адиабатичности $S = \text{const}$ нарушается,

если в процессе движения дырка достигает поверхности конуса $\omega_c(p) = 0$ (рис. 2). Поэтому дырки, стартующие при $p_z > 0$ внутри конуса отрицательных циклотронных масс (область III на рис. 2), или внутри конуса положительных циклотронных масс (область II), замагничиваются и вовлекаются во вращательно-поступательное движение вокруг осей соответствующих конусов, сохраняя неизменной площадь S . Дырки, стартующие в области I (или в областях II, III при $p_z > 0$), доходя до конуса $\omega_c = 0$ ($p_z > 0$), проникают через него и либо замагничиваются в области II, либо протягиваются электрическим полем в область III и замагничиваются там. Так формируется пятипучковый стриминг в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E} \parallel [001]$ полях: центральный пучок в конусе отрицательных циклотронных масс (III) вдоль оси $[001]$ и четыре боковых пучка в конусах положительных циклотронных масс (II) вдоль направлений, близких к осям типа $[111]$. Многопучковый стриминг остается неизменным в широкой области значений E, H : приведенное на рис. 1, б распределение устанавливается при $H/E \gtrsim 80$ Э · см/В и практически не меняется с ростом магнитного поля. В сильном магнитном поле доля дырок с отрицательными циклотронными массами составляет около 20% от общего числа тяжелых дырок (при $H = 0$ на эту же область фазового пространства приходится 30% дырок). При $T = 77$ К доля таких дырок уменьшается до 8%.

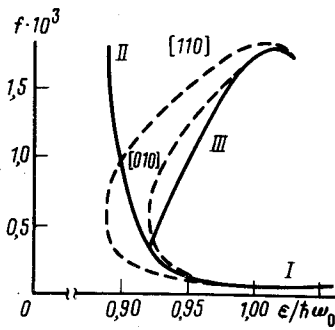
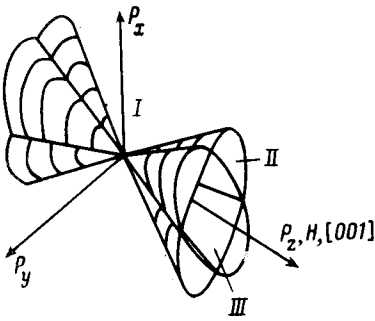


Рис. 3. Функция распределения дырок по энергии при $p_z = 0,8p_0$: $H = 25$ кЭ, $E = 125$ В/см, $T = 20$ К — сплошная линия; пунктир — $H = 0$

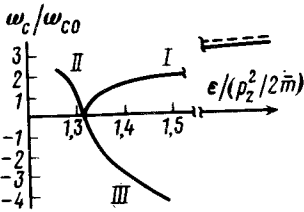


Рис. 2. а — Поверхность $\omega_c(p) = 0$ при $\mathbf{H} \parallel [001]$ (схема); б — спектр циклотронных частот дырок $\omega_c = \omega_c(\xi, p_z)$, $p_z = 0,5p_0$.

Функция распределения дырок с отрицательными массами при стриминге инвертирована: $(\partial f / \partial \xi)_{p_z = \text{const}} > 0$ (рис. 3). С инвертированными дырками связано упоминавшееся выше индуцированное циклотронное излучение, анализ которого проводился ранее как в линейном приближении в рамках аксиально-симметричного закона дисперсии⁵, так и путем численного моделирования^{6,7}. Различия в значениях ОДП в⁵ и в^{6,7} связаны, как можно полагать, с учетом многопучковости стриминга в⁵.

Локализация значительной доли дырок в боковых пучках должна привести к линии в спектре циклотронного резонанса с массой $m_c \cong 0,4 m_0$, соответствующей квазигармоническому вращению дырок вблизи осей областей (II) (аналогичная особенность в спектре циклотронного резонанса в скрещенных полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ наблюдалась в⁸). В отсутствие электрического поля доля таких дырок незначительна и их вклад в спектре циклотронного резонанса не выделен.

Таким образом, многопучковость стриминга дырок германия в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E} \parallel [001]$ связана с проявлением особенностей бесстолкновительного движения при $\xi < \hbar\omega_0$. Очевидно, аналогичные явления должны возникать при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E} \parallel [001]$ и в других полупроводниках p -типа. В первую очередь интересен p -Si, где анизотропия закона дисперсии

в области энергий $\Delta/3 < \mathcal{E} < \hbar\omega_0$ (Δ – энергия спин-орбитального расщепления) выражена значительно ярче, чем в германии.

Авторы признательны В.И.Гавриленко за многочисленные обсуждения.

Литература

1. *Pinson W.E., Bray R.* Phys. Rev., 1964, 136, 1449. *Kurosawa T., Maeda H. J.* Phys. Soc. Jap., 1971, 31, 668.
2. *Andronov A.A., Belyantsev A.M., Dodin E.P. et al.* Physica, 1985, 134B, 210.
3. *Андронов А.А., Белянцев А.М., Гавриленко В.И., Додин Е.П., Красильник З.Ф., Никонов В.В., Павлов С.А.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 221.
4. *Андронов А.А., Белянцев А.М., Гавриленко В.И., Додин Е.П., Красильник З.Ф., Никонов В.В., Павлов С.А., Шварц М.М.* ЖЭТФ, 1986, 90, 367.
5. *Андронов А.А., Додин Е.П., Красильник З.Ф.* ФТП, 1982, 16, 212.
6. *Додин Е.П., Красильник З.Ф.* ФТП, 1984, 18, 944.
7. *Стариков Е.В.* Тез. докл. XII совещ. по теории полупр. Ташкент, 1985, с. 237; *Стариков Е.В., Шикторов П.Н.* ФТП, 1986, 20 (в печати).
8. *Гавриленко В.И., Додин Е.П., Красильник З.Ф.* Кн. "Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках" (под ред. Андропова А.А., Пожелы Ю.К.), Горький, ИПФ АН СССР, 1983, с. 141.