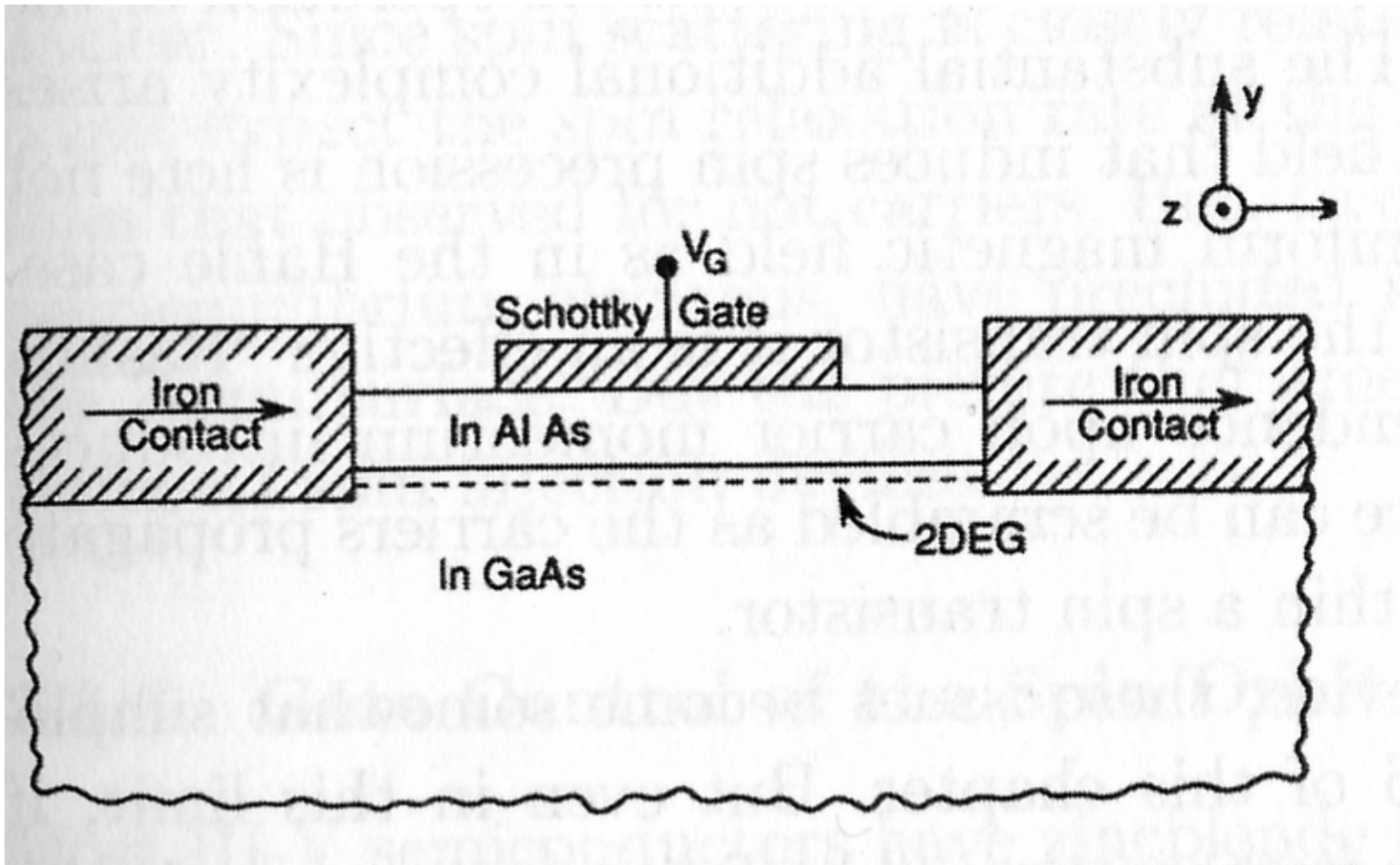
Спинтроника: физические эффекты и приборы

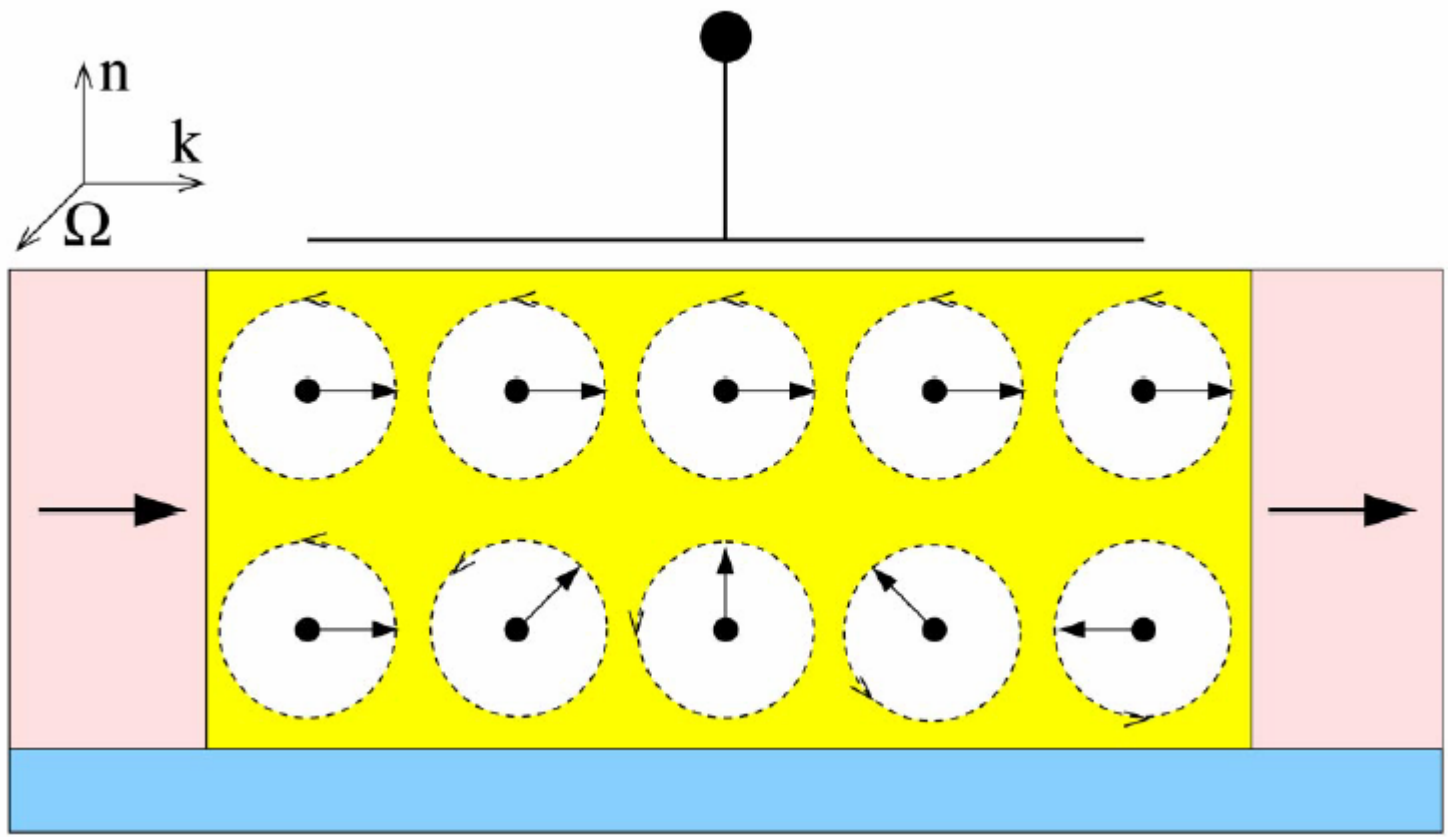


В.Я.Демиховский
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского,
г. Нижний Новгород

Полевой спиновый транзистор
(S.Datta & B.Das, 1990)



Принцип работы SFET



Спин-орбитальное взаимодействие в твердых телах

- **Гамильтониан, описывающий это взаимодействие, как известно, находится из разложения уравнения Дирака с точностью до членов порядка v^2/c^2 и имеет вид:**

$$\hat{H}_{SO} = \frac{\hbar}{(2mc)^2}\nabla V(\vec{r})\left[\hat{\vec{\sigma}} \times \hat{\vec{p}}\right]$$

- **Гамильтониан Рашбы описывает спин-орбитальное взаимодействие в несимметричной потенциальной яме (Рашба 1960)**

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \alpha\vec{\sigma}\left[\vec{z} \times \vec{k}\right] = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \alpha\left(k_x\sigma_y - k_y\sigma_x\right)$$

- **Гамильтониан Дрессельхауза получен для 3D полупроводниковых кристаллов без центра инверсии (Дрессельхаус 1955)**

$$H_D = -\beta(k_x\sigma_x - k_y\sigma_y)$$

Волновые функции и спектр электронов, описываемых гамильтонианом Рашбы

Две ветви энергетического спектра:

$$E_{\pm} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \alpha k,$$

где α – константа Рашбы

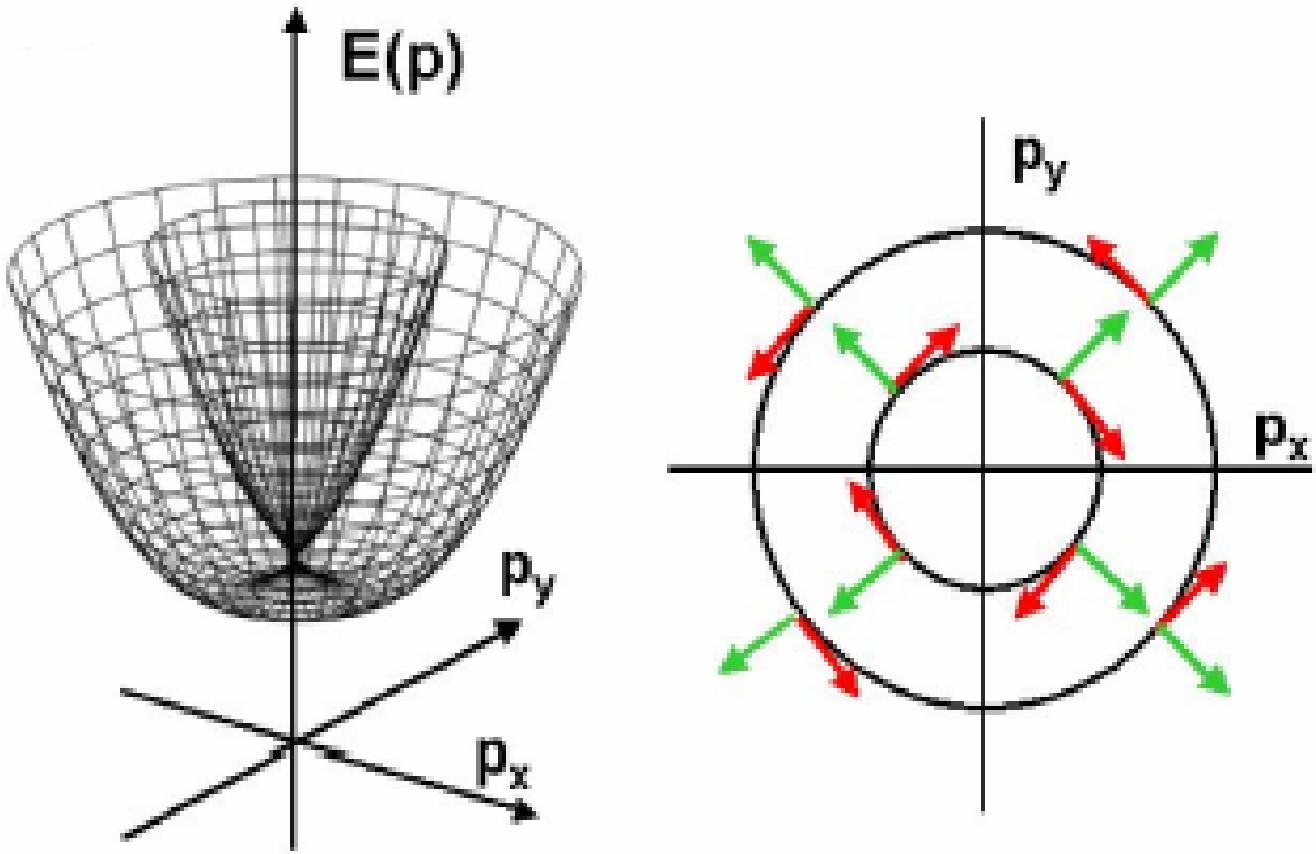
$E_R = \frac{m\alpha^2}{\hbar^2} \sim 1\ meV$ - энергия Рашбы

Соответствующие волновые функции (спиноры):

$$\left|\pm, k\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \pm i \cdot e^{-i\varphi} \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\mathbf{kr}}$$, где фаза $\phi = \arctan k_x / k_y$

Энергетический спектр электронов со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы

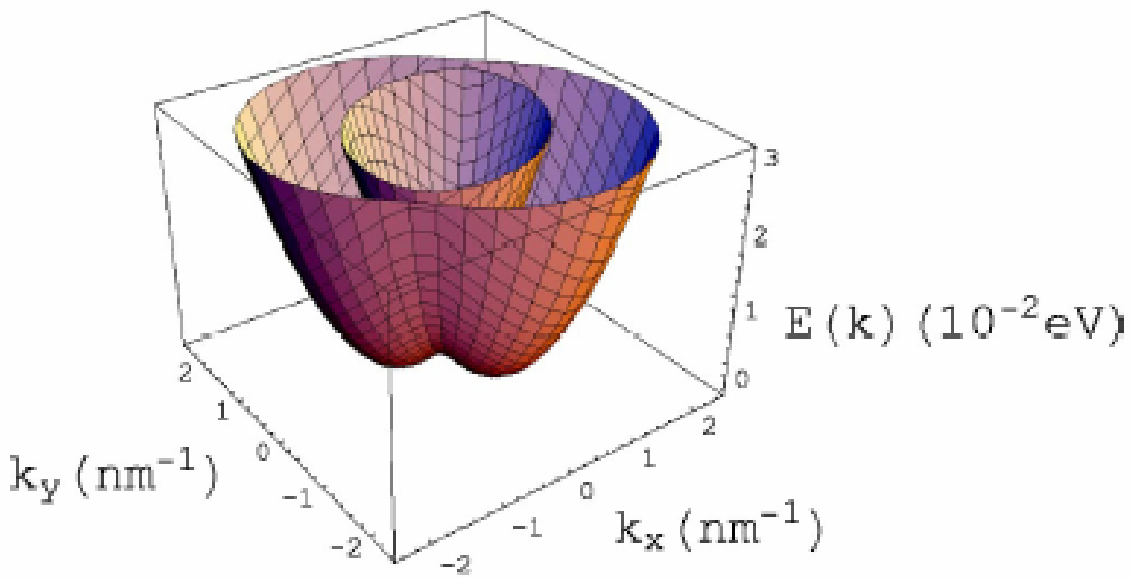
(Рашба 1960г.)



Зеленые стрелки указывают направление импульса, а красные – ориентацию спина.

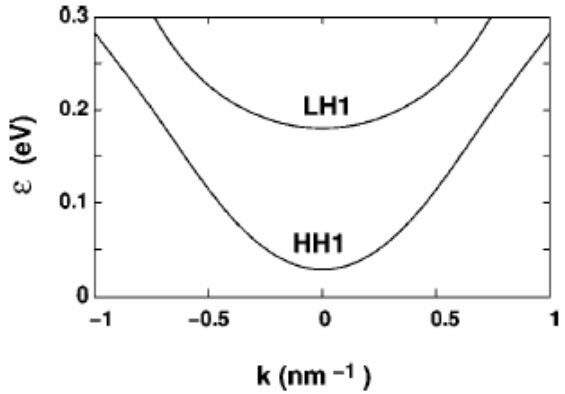
Энергетический спектр в модели Рашбы-Дрессельхауза

PHYSICAL REVIEW B **70**, 081311(R) (2004)

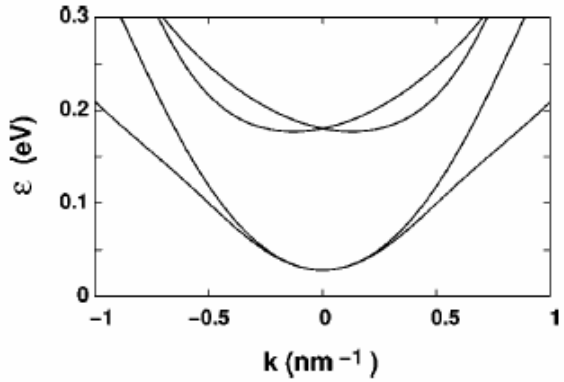


Two energy bands: the outer shell is for k_+ band, and the inner shell is for k_- band. The particle mass m is 0.067 in units of the bare electron mass m_0. k is in units of nm^{-1}. $\alpha = 5.0 \times 10^{-3}$ eV nm and $\beta = 7.5 \times 10^{-3}$ eV nm.

Спин-орбитальное взаимодействие Рашбы для дырок



Dispersion of the lowest quasi-2D subbands (HH1 and LH1) of a semiconductor quantum well when no exchange field and no spin-orbit coupling are present. The subband-bottom energies are computed using eE_z equal to 4×10^7 eV/m and vertical masses of $m_{\mathrm{HHz}}=0.38m_0$ and $m_{\mathrm{LHz}}=0.09m_0$.



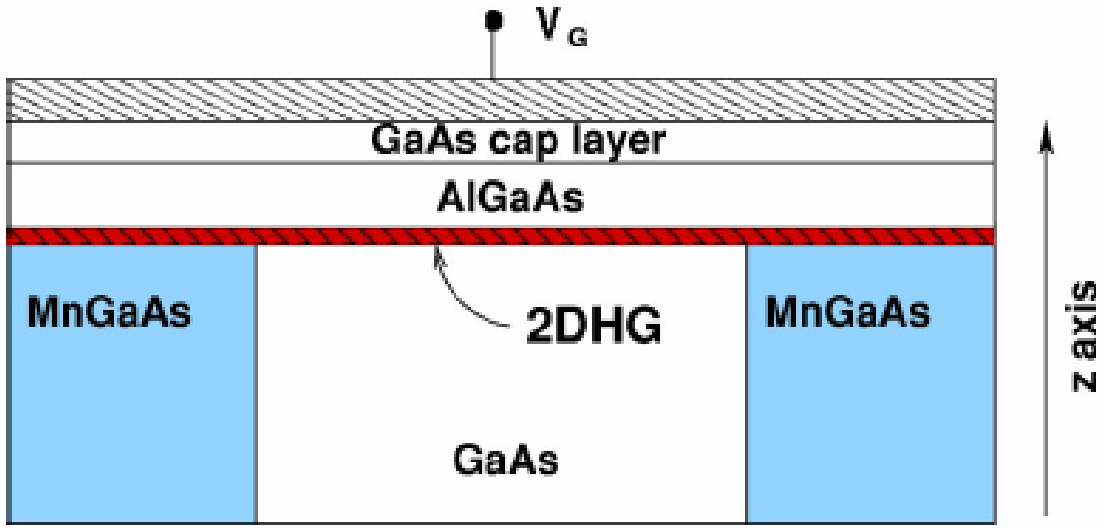
The first subbands (HH1 and LH1) of a semiconductor quantum well in the presence of Rashba spin-orbit coupling, which removes the spin degeneracy. The coupling constant $\langle\beta E_z\rangle$ is 0.05 eV nm.

$$\mathrm{HH}=E^{\mathrm{HH1}}+\frac{\hbar^2}{2m_{\mathrm{HH}\|}}k^2$$

$$\mathrm{LH}=E^{\mathrm{LH1}}+\frac{\hbar^2}{2m_{\mathrm{LH}\|}}k^2$$

$$H_{\mathrm{Rs}}=\beta(\mathbf{k}\times\mathbf{E})\cdot\mathbf{j}=i\beta E_z k\begin{pmatrix}0 & 0 & \frac{\sqrt{3}}{2}e^{-i\alpha} & 0\\ 0 & 0 & -e^{i\alpha} & \frac{\sqrt{3}}{2}e^{-i\alpha}\\ -\frac{\sqrt{3}}{2}e^{i\alpha} & e^{-i\alpha} & 0 & 0\\ 0 & -\frac{\sqrt{3}}{2}e^{i\alpha} & 0 & 0\end{pmatrix}$$

Спиновый полевой транзистор с каналом *p*-типа



Schematic illustration of the proposed device. The two-dimensional hole gas (2DHG) in the GaAs part is attached to spin-polarized source and drain contacts, formed by 2DHG's in the MnGaAs parts. The gate electrode on the top controls both the carrier concentration and the Rashba spin-orbit coupling strength.

Квантовые структуры со спин-орбитальным взаимодействием

1) 2DEG со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы в перпендикулярном магнитном поле

2) Одномерный канал

3) Неоднородный параметр Рашбы. Спиновая оптика

Двумерный электронный газ со спин-орбитальным взаимодействием в перпендикулярном магнитном поле

(точно решаемая модель PRB 72, 085342(2005))

Выбор модели

$$H_0 = \frac{P_x^2}{2m} + \frac{P_y^2}{2m} - g\mu_B B\hat{\sigma}_z \quad \text{или} \quad H_0 = \hbar\omega_c(a^+a + 1/2) - g\mu_B B\hat{\sigma}_z$$

- нулевой гамильтониан в магнитном поле, где $\vec{P} = \vec{p} + (e/c)\vec{A}$ - кинематический импульс,

$a = (P_x + iP_y)/\sqrt{2m\hbar\omega_c}$ - оператор уничтожения.

Спин-орбитальное взаимодействие описывается гамильтонианом Рашбы

$$H_R = \frac{\alpha}{\hbar}(P_y\hat{\sigma}_x - P_x\hat{\sigma}_y) = \hbar\omega_c\alpha_0\begin{pmatrix} 0 & a \\ a^+ & 0 \end{pmatrix}$$

и связывает состояние уровень со спином $\uparrow$ $(\phi_{n-1}, 0)$ с уровнем со спином $\downarrow$ $(0, \phi_n)$.

Собственные функции (спиноры) гамильтониана $H = H_0 + H_R$ имеют вид

$$\begin{pmatrix} \cos\vartheta_n\phi_{n-1} \\ \sin\vartheta_n\phi_n \end{pmatrix} \qquad \text{и} \qquad \begin{pmatrix} -\sin\vartheta_n\phi_{n-1} \\ \cos\vartheta_n\phi_n \end{pmatrix}$$

где угол ϑ_n определяется из условия $tg\,2\vartheta_n = A\sqrt{n}$ и изменяется от нуля (при $\alpha = 0$) до $\pi/4$ при больших n.

Каждый уровень Ландау расщепляется на два уровня

$$E_s^{+-} = s\hbar\omega_c \pm [E_0^2 + 2s\alpha^2 l_c^2]^{1/2},$$

где $E_0^+ = \hbar\omega_c/2 - g\mu_B B$.

Спектр и плотность состояний в перпендикулярном поле

PHYSICAL REVIEW B **67**, 085313 (2003)

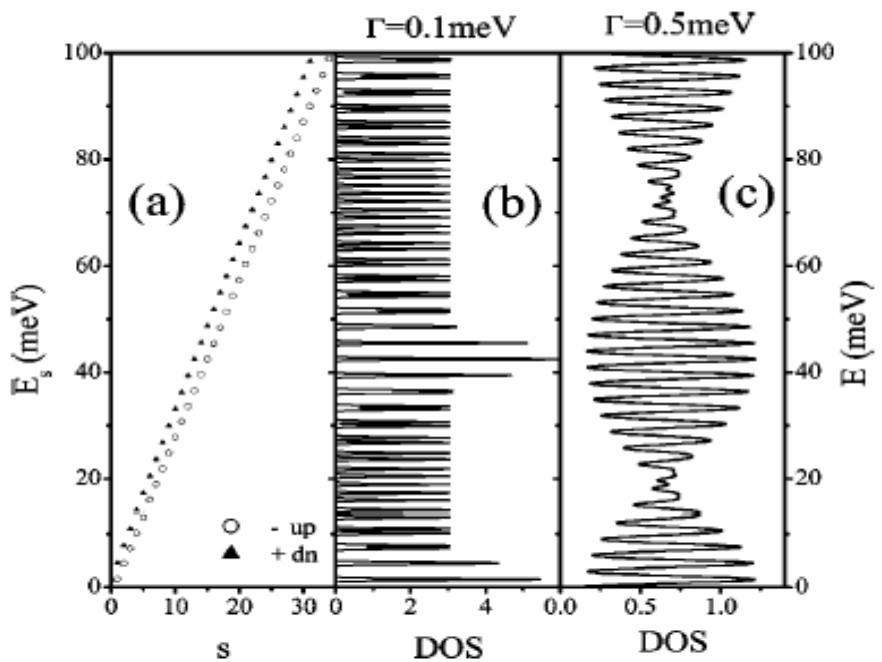


FIG. 1. (a) Subband energy E_s versus index s. The triangles are for the + branch and the circles for the − branch. (b) Energy (right scale) versus DOS with a subband broadening $\Gamma = 0.1$ meV. (c) The same as in (b) but with $\Gamma = 0.5$ meV. The other parameters are $g = 2$, $B = 1$ T, $m^* = 0.05$, and $\alpha = 10^{-11}$ eV m.

Квантовые состояния в квазиодномерном канале со спин-орбитальным взаимодействием

PRB 66, 073311,2002

$$H_0 = \frac{1}{2m}(p_x^2 + p_y^2)$$

$$H_{so} = \frac{\hbar k_{so}}{m}(\hat{\sigma}_x p_y - \hat{\sigma}_y p_x) \qquad V(x) = \frac{m\omega^2}{2}x^2$$

$$H_{pb} = \frac{p_x^2}{2m} + \frac{m\omega^2}{2}x^2 + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} + \frac{\hbar k_{so} k_y}{m}\hat{\sigma}_x$$

$$H_{mix} = \frac{-\hbar k_{so} p_x}{m}\hat{\sigma}_y$$

Энергетический спектр в квазиодномерном канале

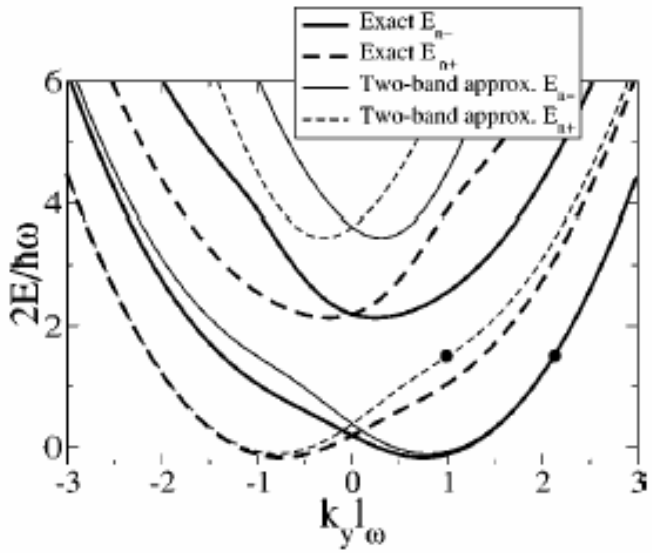


FIG. 1. Lowest and first-excited spin-split subbands of a quantum wire, defined by a parabolic confining potential with oscillator length l_ω in a 2D electron system, with strong Rashba spin-orbit coupling such that $k_{so}\, l_\omega = 0.9$. Thick curves are results of the exact numerical calculation, while thin curves are obtained using the approximate two-band model which includes only spin-orbit-induced mixing of the lowest two parabolic subbands. Evidently, this approximation gives reasonable results for the lowest spin-split subband, even in the present case of a rather large spin-orbit coupling strength.

Распределение спиновой плотности в одномерном канале

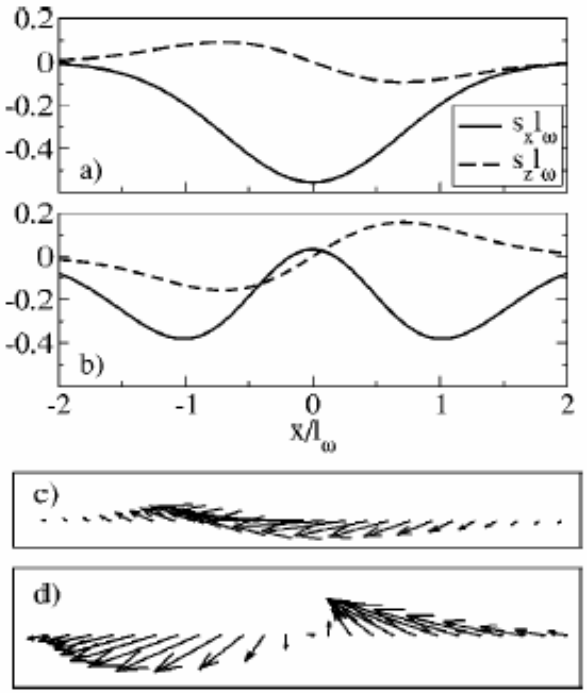


FIG. 3. Texturelike structure of spin density across the quantum wire, calculated within the two-band model for states indicated by black dots in Fig. 1, which have energy $0.75\,\hbar\omega$. (a) Spatial variation of nonzero components of spin density for the state with larger wave vector. (b) Same for the other state. (c) Visualization of spin texture for the same state as (a). Arrow length is proportional to spin density. (d) Spin texture visualized for the same state as considered in (b).

Основы спиновой оптики

VOLUME 92, NUMBER 8 PHYSICAL REVIEW LETTERS week ending 27 FEBRUARY 2004

$$H_R = p_x \frac{1}{2m(x)} p_x + \frac{1}{2m(x)} p_z^2 + B(x) + \frac{1}{2}(\hat{\mathbf{l}} \times \sigma)[\alpha(x)\mathbf{p} + \mathbf{p}\alpha(x)],$$

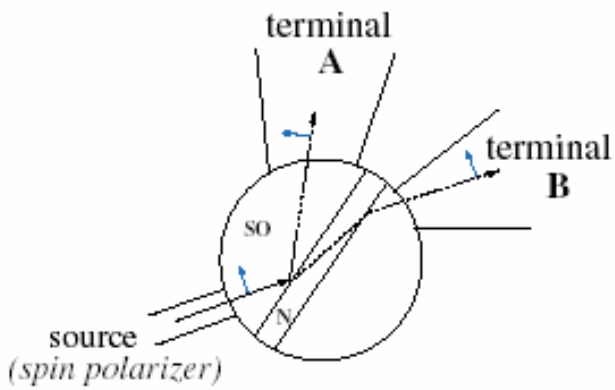


FIG. 4 (color). A spin transistor. A spin current at terminals A and B is controlled by modulation of the magnitude of α.

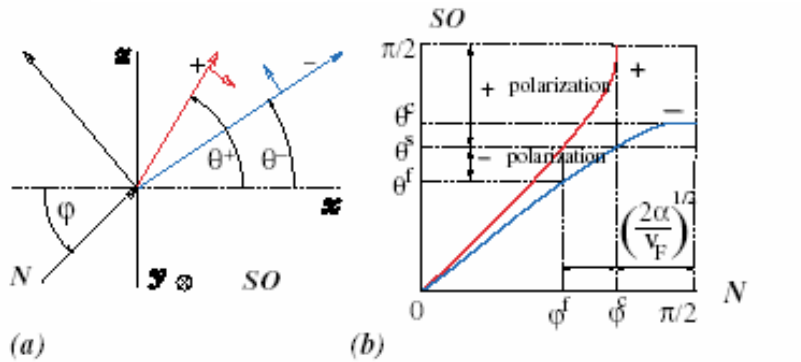
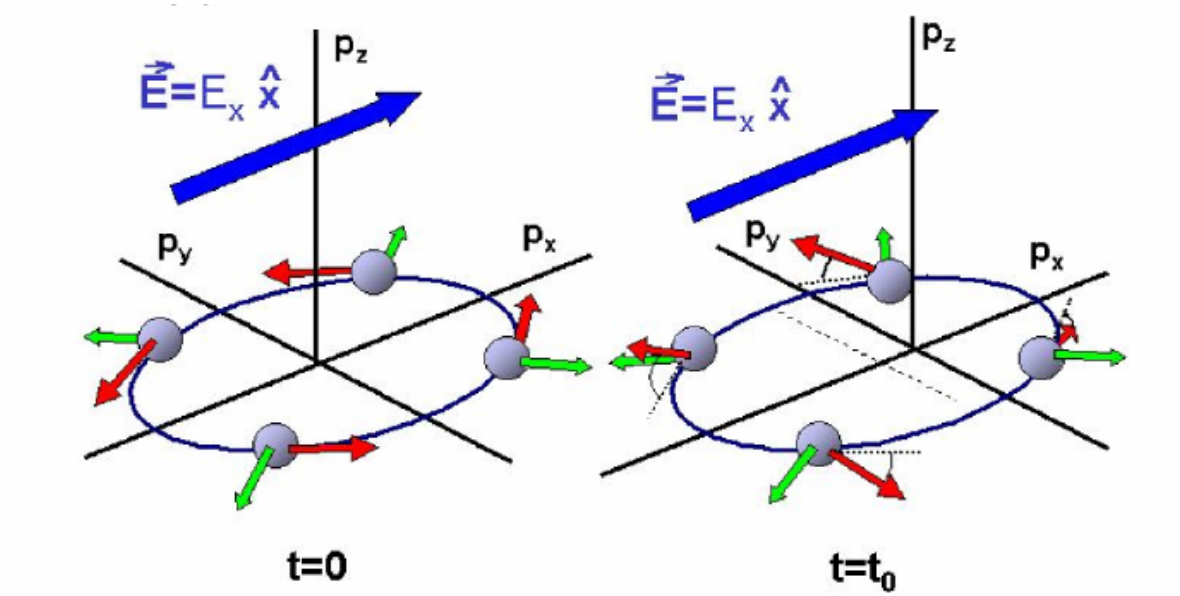


FIG. 1 (color). (a) The refraction of electrons at the interface between the regions with (SO) and without (N) spin-orbit interaction. The refracted beam split into two beams. (b) An angle of refraction for the two polarization modes as a function of an angle of incidence. φ^c is an angle for total internal reflection for + mode. θ^c determines the aperture for − mode. Other angles are related to the spin filtration and are explained in the text. We use $\alpha = 0.1$ and $B(x) = \text{const}$.

Спиновый эффект Холла. Механизм.
(Sinova et al, 2004)



В присутствии электрического поля E_x , когда электронное распределение Ферми смещено вдоль p_x , спины электронов с $p_y > 0$ поворачиваются вверх, а с $p_y < 0$ вниз.

Динамика спина в однородном электрическом поле

$\hat{H} = -\vec{\Delta} \cdot \vec{S}, \qquad \vec{\Delta} = 2\alpha/\hbar \left[\vec{z} \times \hat{\vec{p}} \right]$ – эффективное магнитное поле

$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{i}{\hbar} \left[\hat{H}, \vec{S} \right]$ - уравнение движения спина

$\hbar \frac{d\vec{n}}{dt} = \vec{n} \times \vec{\Delta}(t) - \gamma \frac{\hbar d\vec{n}}{dt} \times \vec{n}$ - уравнение Блоха

В поле E_x поверхность Ферми смещается на величину $\left| eE_x t_0 / \hbar \right|$,

где t_0 – время рассеяния.

Расчет холловской проводимости. I

$$n_{z\vec{p}} = -\frac{e\hbar^2 p_y E_x}{2\alpha p^3}$$

- избыточная спиновая поляризация, в состоянии с моментом *p*.

$$j^z_{xy} = \int \frac{d^2\vec{p}}{(2\pi\hbar)^2}\frac{\hbar n_{z\vec{p}}}{2}\frac{p_y}{m} = -\frac{eE_x\hbar}{16\pi\alpha m}\left(p_{F+} - p_{F-}\right)$$

- спиновый холловский ток,

$$p_{F+} - p_{F-} = 2n\alpha/\hbar$$

- разность фермиевских импульсов для + и - ветвей,

$$\sigma^{Sz}_{xy} = -\frac{j^z_{xy}}{E_x} = \frac{e}{8\pi}$$

- спиновая холловская проводимость.

Расчет холловской проводимости. II

$n_{2D} > n_{2D}^{\bullet} = m^2\alpha^2 \big/ \pi\hbar^4$ - критическая концентрация электронов,

$\sigma_{xy}^{S,z} = \dfrac{e}{8\pi}$ - универсальная спиновая проводимость,

$\sigma_{xy}^{S,z} = \dfrac{e}{8\pi} - \dfrac{e}{64\pi}\dfrac{(\hbar/\tau)^2}{\varepsilon_R \varepsilon_F}$ -спиновая проводимость в присутствии примесей.

Расчет холловской проводимости. III

(Основные параметры SO взаимодействия в газе 2D электронов)

константа Рашбы

$$\alpha \simeq 6 \cdot 10^{-12}\, eV \cdot m \quad \text{при} \quad n = 0.7 \cdot 10^{12}\, cm^{-2}$$

$$\alpha \simeq 3 \cdot 10^{-11}\, eV \cdot m \quad \text{при} \quad n = 2 \cdot 10^{12}\, cm^{-2}$$

$n_{2D} > n_{2D}^{*} = 0.7 \cdot 10^{12}\ cm^{-2} \div 3 \cdot 10^{11}\ cm^{-2}$ критическая концентрация электронов

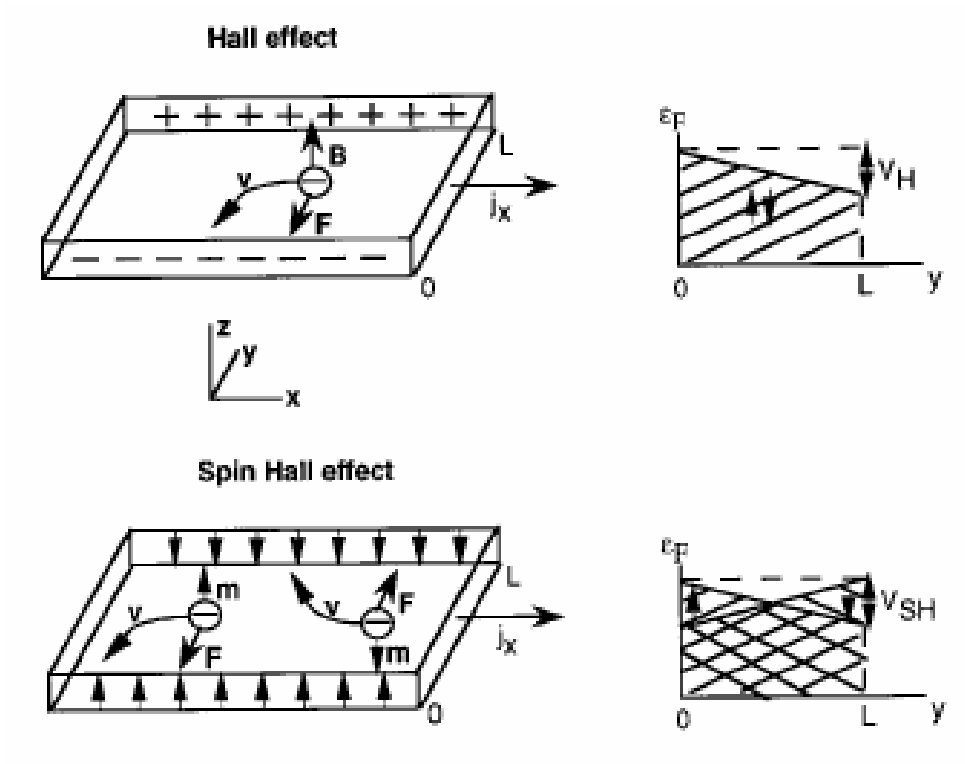
$\mu = e\tau / m^{*} \sim 100\ m^{2} / (V \cdot s) \quad (GaAs)$

$\hbar / \tau \sim 0.1\ meV$ уширение уровней

τ_S спиновое время релаксации

Внешний спиновый эффект Холла

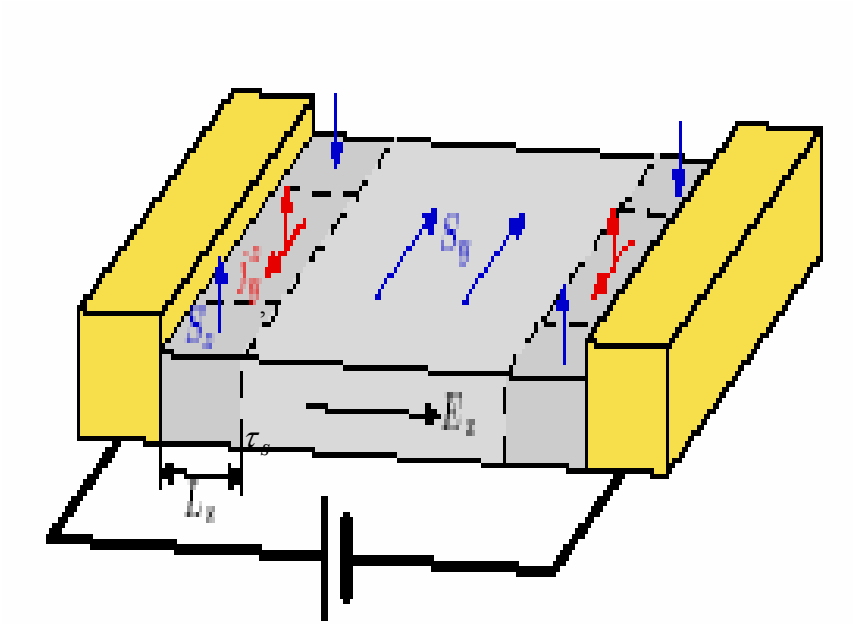
(J.E. Hirsch, 1999)



Рассеяние движущихся магнитных моментов на бесспиновой примеси вызывает дисбаланс спиновой поляризации в направлении перпендикулярном току

Распределение неравновесной спиновой поляризации

E.G. Mishenko, A.V. Shytov, and B.I. Galperin (2004)



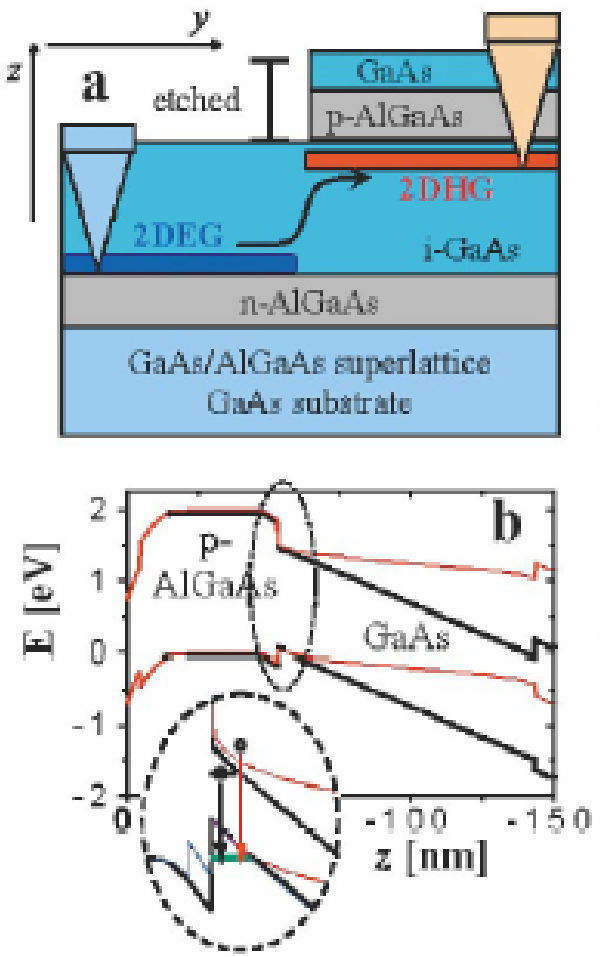
$$L_s = \sqrt{D\tau_s}$$

D - коэффициент диффузии

τ_s - время релаксации по спину

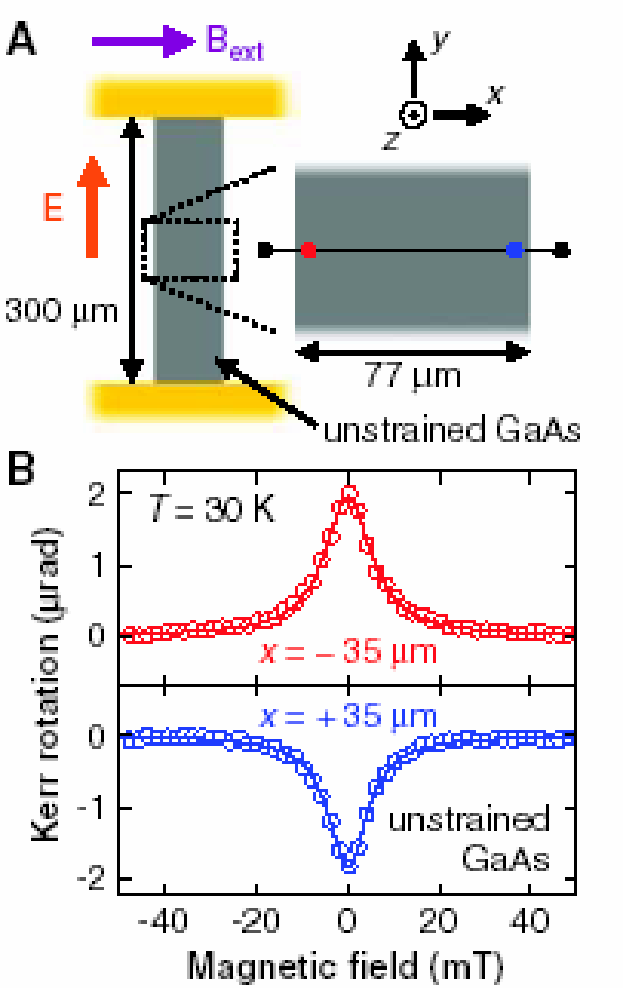
Экспериментальное наблюдение спинового эффекта Холла в газе 2D дырок

J.Wunderlich et.al PRL (2005)



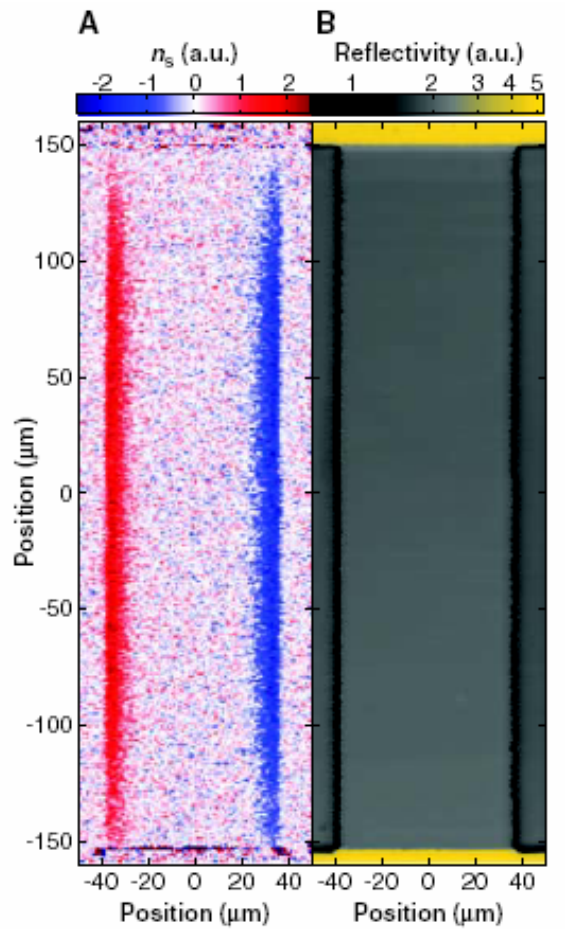
а) Схема (поперечное сечение) светодиода с 2D электронным и 2D дырочным газом, разделенным p-n переходом. б) энергетическая схема светодиода. Стрелками показаны переходы на уровень 2D дырок)

Экспериментальное наблюдение спинрвого эффекта Холла в тонких слоях GaAs и InGaAs (Y.Kato, Science, 2004)



- **Спиновый эффект Холла в GaAs.**
- а) геометрия опыта,
- б) KR как функция внешнего магнитного поля в электрическом поле , E=10V/cm, *T*=30K[4]

Экспериментальное наблюдение спинового эффекта Холла в тонких слоях GaAs и InGaAs



A и B – спиновая плотность и отражательная способность в GaAs.

$$T = 30\ K,\ \ E = 10\ \ mV/\mu m$$

Hot news

Spatial imaging of the spin Hall effect and current-induced polarization in two-dimensional electron gases

V. SIH, R. C. MYERS, Y. K. KATO, W. H. LAU, A. C. GOSSARD AND D. D. AWSCHALOM*

Center for Spintronics and Quantum Computation, University of California, Santa Barbara, California 93106, USA

*e-mail: awsch@physics.ucsb.edu

nature physics | VOL 1 | OCTOBER 2005 | www.nature.com/naturephysics

Spatial imaging of the spin Hall effect

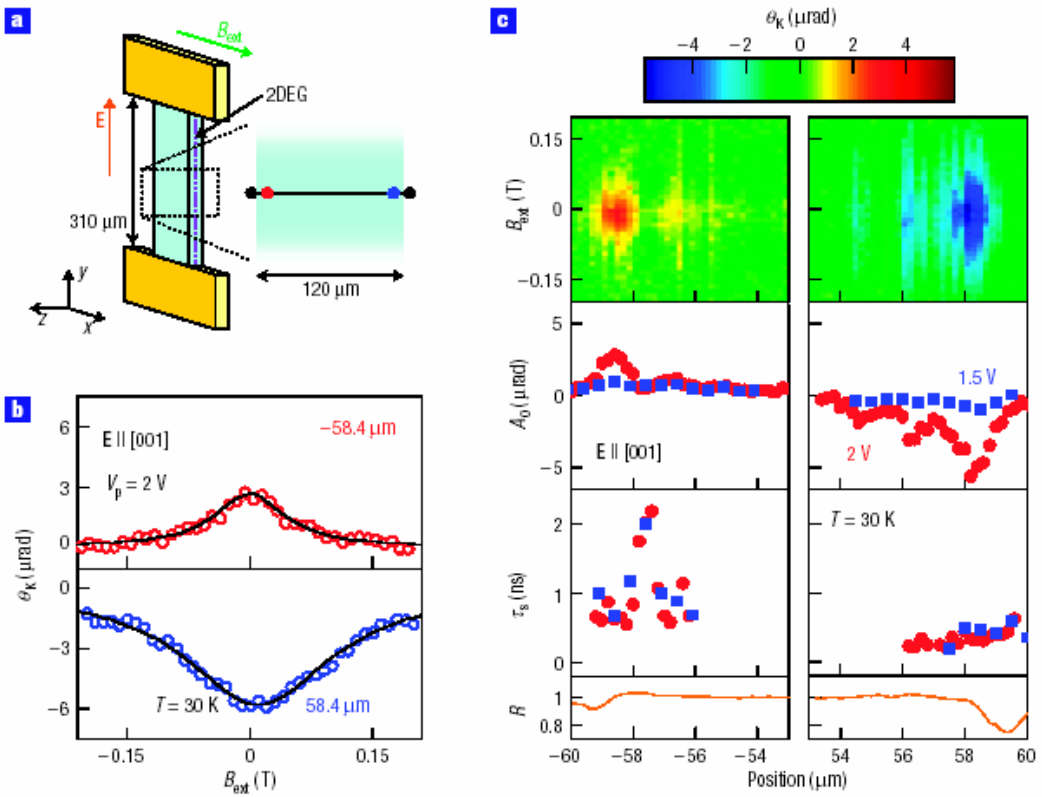


Figure 1 The spin Hall effect in a 2DEG. a, The device schematic and measurement geometry. The light-blue region indicates the mesa and the yellow regions are the contacts. **b**, Kerr rotation (open circles) and fits (curves) as a function of applied in-plane magnetic field B_{ext} for $x = -58.4$ μm (top, in red) and $x = +58.4$ μm (bottom, in blue). The channel has width $w = 120$ μm, length $l = 310$ μm and mesa height $h = 0.1$ μm. A linear background is subtracted for clarity. **c**, B_{ext} scans as a function of position near the edges of the channel of a device fabricated along the [001] direction for $V_p = 2$ V. Amplitude A_0, spin coherence time τ_s and reflectivity R are plotted for $V_p = 1.5$ V (blue squares) and 2 V (red circles).

Current-induced spin polarization

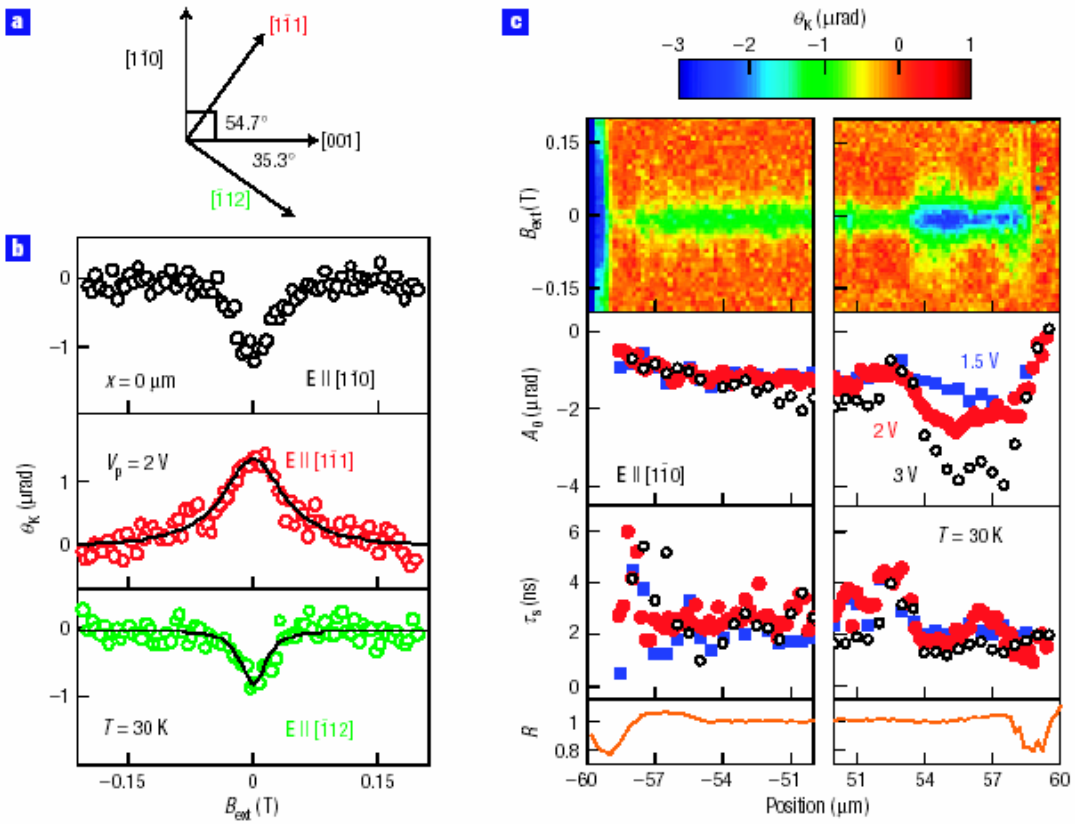


Figure 2 Current-induced spin polarization in a 2DEG. a, Relative orientations of crystal directions in the (110) plane. **b**, Kerr rotation (open circles) and fits (lines) as a function of B_{ext} for **E** ∥ [1$\bar{1}$0] (black), **E** ∥ [11$\bar{1}$] (red) and **E** ∥ [$\bar{1}$12] (green) at the centre of the channel. **c**, B_{ext} scans as a function of position near the edges of the channel of a device fabricated along [1$\bar{1}$0] with $w = 118$ μm and $l = 310$ μm for $V_p = 2$ V. Amplitude A_0, spin-coherence time τ_s and reflectivity R are plotted for $V_p = 1.5$ V (blue filled squares), 2 V (red filled circles) and 3 V (black open circles).

Литература

- [1] S. Murakami, N.Nagaosa, S.C. Zhang, Science 301, 1348 (2003), Phys. Rev. B 69, 235206 (2004).
- [2] J. Sinova et al., Phys. Rev. Lett. 92, 126603 (2004).

- [3] J. Wunderlich et al, Phys. Rev. Lett. 94, 047204 (2005).
- [4] Y.K. Kato et al., Science 306, 1910 (2004).
- [5] Shih et al. Naturephysics, October (2005).
- [5] Э. Рашба, ФТТ, 2,1224 (1960).
- [6] G. Dresselhaus, Phys. Rev. 100, 580 (1955).

- [7] M.I. Dyakonov, V.I. Perel, Phys. Lett. 35A, 459 (1971).
- [8] J.E. Hirsch, Phys. Rev. Lett. 83, 1834(1999).

[9] S.-Q. Shen, Phys. Rev. B 70, 081311(R) (2004).
[10] S.-Q. Sheng, Phys. Rev. B 70, 081311(R) (2004).
[11] E.G. Mishenko, A.V. Shytov, and B.I. Galperin Phys. Rev. Lett. 93, 226602 (2004).
[12] J. Schliemann, D. Loss, Phys. Rev. B 69, 165315 (2004).

Заключение

I. *Исследования, выполненные в последнее время, показали, что спиновый эффект Холла открывает новые возможности в управлении электронной поляризацией и транспортом в немагнитных полупроводниках в отсутствие магнитного поля.*

II. *Интерес к этой проблеме связан не только с возможными применениями в информационной индустрии (для переработки и хранения информации), но и с постановкой новых задач в физике конденсированного состояния.*

Спиновая проводимость и топологическая фаза Берри *(S.-Q.Shen, 2004)*

$$\sigma_{xy}^{S,z} = \frac{e}{8\pi^2}\gamma_{\pm}$$

$$\gamma_{\pm} = \oint d\mathbf{l}\left\langle k,\pm,\theta\right| i\frac{\partial}{\partial \mathbf{k}}\left|k,\pm,\theta\right\rangle = \frac{\lambda^2-\beta^2}{\left|\lambda^2-\beta^2\right|}\pi$$ - фаза Берри

Выражение под знаком интеграла есть связность Берри (калибровочное поле).