Физика и техника полупроводников, 2013, том 47, вып. 9

Анизотропия электронного g-фактора в квантовых ямах на основе кубических полупроводников

© *П.С. Алексеев*[¶]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 4 марта 2013 г. Принята к печати 11 марта 2013 г.)

Для асимметричных квантовых ям на основе полупроводников типа GaAs предложен новый механизм анизотропии спинового расщепления электронных уровней размерного квантования относительно поворотов магнитного поля в плоскости ямы. Показано, что линейная по магнитному полю анизотропия зеемановского расщепления в асимметричной квантовой яме появляется за счет интерфейсных спин-орбитальных слагаемых в гамильтониане электрона. Для случая симметричной квантовой ямы показано, что анизотропия зеемановского расщепления кубична по величине магнитного поля, зависит как гармоника 4-го порядка от направления магнитного поля и обусловлена спин-орбитальным членом 4-го порядка по кинематическому импульсу в гамильтониане объемного полупроводника.

1. Введение

Экспериментальное и теоретическое исследование спин-зависимых явлений в полупроводниковых гетероструктурах представляет собой одно из ведущих направлений в современной физике полупроводников. В этой связи является важным знание симметрийных свойств и абсолютной величины спин-орбитального взаимодействия в различных структурах. Одним из источников спин-орбитального взаимодействия в квантовых ямах является спин-орбитальное взаимодействие в объемном материале, из которого выращена квантовая яма. Для кубических полупроводников типа GaAs объемное спин-орбитальное взаимодействие представляет собой гамильтониан Дрессельхауза, отражающий наличие кубической симметрии полупроводника и отсутствие в нем центра инверсии. Соответствующий член спин-орбитального взаимодействия в квантовой яме также отражает кубическую симметрию кристаллической решетки. В результате спектр электронов в квантовой яме зависит от ориентации двумерного импульса электрона относительно кристаллографических осей, вследствие чего возникают анизотропия фотогальванического эффекта [1] и анизотропия времени спиновой релаксации [2].

В магнитном поле анизотропия спин-орбитального взаимодействия, связанная с кубической симметрией кристалла, приводит в асимметричной квантовой яме к плоскостной анизотропии зеемановского расщепления электронных уровней [3]. Соответствующая поправка к расщеплению линейна по величине магнитного поля, а от угла φ магнитного поля в плоскости ямы зависит как $\sin(2\varphi)$. Иными словами, в асимметричной квантовой яме g-фактор становится анизотропным. Различие компонент g-фактора в направлении нормали к яме и в плоскости ямы возникает за счет размерного квантования вдоль оси роста и не связано с кубической симметрией кристалла [4,5].

Плоскостная анизотропия g-фактора в асимметричных квантовых ямах GaAs/AlGaAs экспериментально наблюдалась в ряде работ при помощи спинового резонанса на основном уровне квантовой ямы и измерения методом „накачка–зондирование“ временно́й динамики среднего спина [6,7]. Была подтверждена угловая зависимость зеемановского расщепления $\propto \sin(2\varphi)$ [6,7]. Абсолютная величина расщепления оказывалась линейной по магнитному полю, но примерно в 2 раза меньше, чем следовало ожидать исходя из величины константы гамильтониана Дрессельхауза в GaAs [6]. Отсюда логично заключить, что существует еще один механизм анизотропии зеемановского расщепления в асимметричных квантовых ямах.

В настоящей статье на основании теории групп построены спин-зависимые интерфейсные члены в гамильтониане электрона, линейные по импульсу электрона в плоскости ямы и связанные с кубической симметрией кристалла. Один из предложенных членов аналогичен интерфейсному спин-орбитальному члену, полученному в работе [8] микроскопически в рамках восьмизонного гамильтониана Кейна. Показано, что в асимметричной квантовой яме оба построенных спин-орбитальных члена дают вклад в анизотропию электронного g-фактора, зависящий от угла магнитного поля в плоскости ямы как $\sin(2\varphi)$. Кроме того, рассчитана анизотропия зеемановского расщепления электронных уровней в симметричной квантовой яме. Показано, что в ней к анизотропии зеемановского расщепления приводит объемный спин-орбитальный член 4-го порядка по кинематическому импульсу, ответственный наряду с гамильтонианом Дрессельхауза за анизотропию g-фактора в объемном полупроводнике в сильном магнитном поле [9].

2. Асимметричная яма

Рассмотрим квантовую яму, выращенную в направлении [001]. Направим координатные оси x, y и z вдоль кристаллографических осей [100], [010] и [001].

[¶] E-mail: pavel.alekseev@mail.ioffe.ru
[¶¶] E-mail: alekseev_p_s@mail.ru

Гамильтониан Дрессельхауза приводит к тому, что в асимметричной квантовой яме при наличии магнитного поля в плоскости интерфейса возникает следующий член [3]:

$$\hat{H}_D^g = \frac{g_{xy}\mu_\mathrm{B}}{2}(H_y\hat{\sigma}_x + H_x\hat{\sigma}_y), \quad g_{xy} = 2\gamma\,\frac{e}{c\hbar\mu_\mathrm{B}}M, \quad (1)$$

дающий анизотропную, линейную по магнитному полю поправку к зеемановскому расщеплению электронных уровней (иначе говоря, приводящий к анизотропии g-фактора относительно поворотов магнитного поля в плоскости ямы). В формуле (1) μ_B — магнетон Бора, γ — константа гамильтониана Дрессельхауза, M — комбинация матричных элементов, происходящая от усреднения гамильтониана Дрессельхауза в магнитном поле по функции размерного квантования:

$$M = \left\langle \frac{d}{dz}\,z\,\frac{d}{dz}\right\rangle - \langle z\rangle\left\langle\frac{d^2}{dz^2}\right\rangle. \quad (2)$$

Здесь и далее угловые скобки обозначают усреднение по волновой функции $u(z)$ уровня размерного квантования, на котором находится электрон. Из формулы (2) видно, что M отличен от нуля только для асимметричной ямы. Из (1) следует, что анизотропная поправка к верхнему и нижнему зеемановским подуровням определяется формулой

$$\delta E_Z = \mp 2\gamma\,\frac{e}{c\hbar}\,M\,\frac{H_xH_y}{H}. \quad (3)$$

Здесь предполагалось, что изотропная часть зеемановского расщепления много больше рассматриваемой к ней анизотропной поправки. Видно, что δE_Z в формуле (3) зависит от угла φ магнитного поля в плоскости ямы, отсчитанного от кристаллографического направления [100], как $\sin(2\varphi)$. В настоящей работе считается, что основная изотропная часть g-фактора имеет отрицательный знак (это выполнено для полупроводников GaAs, GaSb, InSb).

Интерфейсными слагаемыми называются члены в гамильтониане электрона, существенно отличные от нуля только в узкой области вблизи гетероинтерфейса. Такие слагаемые эквивалентны нетривиальному граничному условию, налагаемому на волновые функции на интерфейсе. Примером интерфейсного спин-зависимого члена является член Бычкова–Рашбы, обусловленный скачком электрического поля на границе между двумя полупроводниковыми материалами,

$$\hat{H}_\mathrm{BR} = \alpha\delta(z - z_0)(k_y\hat{\sigma}_x - k_x\hat{\sigma}_y), \quad (4)$$

где z_0 — координата интерфейса. Другим примером интерфейсного гамильтониана является построенный в работе [10] член в гамильтониане дырок 4×4, обеспечивающий взаимодействие легких и тяжелых дырок при нормальном падении на интерфейс.

Используя метод инвариантов [11], можно показать, что для интерфейса симметрии C_{2v} существуют два инварианта, являющихся билинейной функцией полярного и аксиального векторов (волнового вектора и спина соответственно). Один из них изотропен в плоскости ямы и пропорционален члену (4). Другой анизотропен и имеет общий вид

$$\hat{H}_s = f(z)(k_x\hat{\sigma}_x - k_y\hat{\sigma}_y). \quad (5)$$

Видно, что симметрия членов (5) такая же, как и симметрия гамильтониана Дрессельхауза, спроектированного на уровень размерного квантования. Функция $f(z)$ отлична от нуля только вблизи интерфейса, поэтому возможны следующие члены:

$$\hat{H}_s^0 = \xi\delta(z - z_0)(k_x\hat{\sigma}_x - k_y\hat{\sigma}_y) \quad (6)$$

и

$$\hat{H}_s^1 = \xi'\delta'(z - z_0)(k_x\hat{\sigma}_x - k_y\hat{\sigma}_y). \quad (7)$$

Операторы типа (6) и (7) со второй и старшими производными δ-функции для резкого интерфейса невозможны в связи с разрывом на нем второй производной волновой функции (это следует из уравнения Шредингера с разрывным потенциалом).

Члены (6) и (7) существенно связаны со структурой химических связей интерфейса и поэтому не могут быть строго получены в рамках метода эффективной массы. Однако в *Приложении* показано, как получаются члены (6) и (7) из объемного гамильтониана Дрессельхауза при появлении достаточно плавной границы раздела двух материалов. Проводимые в *Приложении* рассуждения имеют иллюстративный характер; они буквально применимы к описанию механизма возникновения членов (6) и (7) лишь в квантовой яме специального вида с плавными границами, причем ширина ямы и глубина проникновения волновой функции в барьер должны быть много больше ширины переходной области (области, на которой сконцентрированы члены (6) и (7)).

Следуя работе [3] и *Приложению*, можно показать, что гамильтонианам (6) и (7) в присутствии магнитного поля соответствуют следующие члены анизотропии g-фактора в плоскости интерфейса:

$$\hat{H}_s^{0,g} = \xi\,[\langle\delta(z - z_0)z\rangle - \langle\delta(z - z_0)\rangle\langle z\rangle] \times \frac{e}{c\hbar}(H_y\hat{\sigma}_x + H_x\hat{\sigma}_y), \quad (8)$$

$$\hat{H}_s^{1,g} = \xi'\,\{\langle\delta'(z - z_0)z\rangle - \langle\delta'(z - z_0)\rangle\langle z\rangle\} \times \frac{e}{c\hbar}(H_y\hat{\sigma}_x + H_x\hat{\sigma}_y). \quad (9)$$

Члены (8) и (9) дают зависимость зеемановского расщепления от угла в плоскости интерфейса типа (3), но с другой величиной параметра g_{xy} — теперь выражающейся через константы ξ, ξ' для каждого из интерфейсов ямы и значения волновой функции и ее производной в точках левого и правого интерфейсов.

Асимметричная яма обладает симметрией C_{2v} и поэтому допускает анизотропию скалярных величин, зависящую от углов через $\sin(2\varphi)$. Если яма является симметричной, то она обладает симметрией D_{2d} и анизотропия g-фактора типа (3) невозможна. Действительно, для ямы с симметричными интерфейсами существуют следующие соотношения между коэффициентами в гамильтонианах (6) и (7) для левого (индекс l) и правого (индекс r) интерфейсов: $\xi_l = \xi_r$ и $\xi_l' = -\xi_r'$. Симметричность волновых функций относительно центра ямы обеспечивает обращение в нуль членов (8) и (9) в симметричной яме.

Рассмотрим квантовую яму с одинаковыми интерфейсами, асимметричность которой создается внешним электрическим полем вдоль нормали. Применительно к ней выражения для констант g_{xy}, связанных с интерфейсными членами (8) и (9), имеют вид

$$g_{s,xy} = 2\xi\,\frac{e}{c\hbar\mu_{\mathrm{B}}}\,M_s \quad g'_{s,xy} = 2\xi\,\frac{e}{c\hbar\mu_{\mathrm{B}}}\,M'_s.$$

Здесь ξ и ξ' — общие для обоих интерфейсов абсолютные величины констант в гамильтонианах (8) и (9), величины M_s и M'_s имеют вид

$$M_s = (u^2 z)|_{z=z_l} + (u^2 z)|_{z=z_r} - \langle z\rangle\left(u^2|_{z=z_l} + u^2|_{z=z_r}\right), \quad (10)$$

$$M'_s = \frac{d}{dz}(u^2 z)|_{z=z_l} - \frac{d}{dz}(u^2 z)|_{z=z_r} - \langle z\rangle\left(\frac{d}{dz}\,u^2|_{z=z_l} - \frac{d}{dz}\,u^2|_{z=z_r}\right), \quad (11)$$

где $u = u(z)$ — z-составляющая волновой функции уровня размерного квантования, z_l и z_r — координаты левого и правого интерфейсов. Выражения (10) и (11) зависят от электрического поля через зависимость от поля волновой функции $u(z)$. Численный расчет показывает, что в диапазоне от 0 до 100 кВ/см для ямы GaAs/AlGaAs шириной 10 нм и глубиной 300 мэВ зависимость коэффициентов M_s и M'_s от электрического поля является с хорошей точностью линейной.

Таким образом, анизотропия g-фактора в асимметричной квантовой яме определяется суммой вкладов от объемного члена Дрессельхауза и от рассмотренных поверхностных спин-орбитальных членов. Экспериментальная величина анизотропии g-фактора примерно в 2 раза меньше, чем эффект от объемного гамильтониана Дрессельхауза [6]. Это факт указывает на то, что для квантовых ям, исследованных в работе [6], вклады в анизотропию g-фактора от гамильтониана Дрессельхауза и от интерфейсных членов (8), (9) — величины одного порядка.

Интерфейсный спин-орбитальный член в нулевом магнитном поле, аналогичный (7), был получен в работе [8] в рамках восьмизонной модели Кейна при добавлении в гамильтониан дырок члена, учитывающего взаимодействие легких и тяжелых дырок при их нормальном падении на интерфейс. Однако наличие дырочного интерфейсного члена есть лишь один из возможных механизмов возникновения (7). Существование других микроскопических механизмов возникновения члена (7) (а также существование члена (6)) доказывается следующим фактом. Оценка работы [8] для величины спинового расщепления за счет члена (7) при $k \approx 2\cdot 10^6$ см$^{-1}$ дает величину ~ 0.02 мэВ для интерфейса GaAs/AlGaAs. Это как минимум на порядок меньше спинового расщепления за счет члена Дрессельхауза для ямы шириной ~ 10 нм и соответствовало бы незначительному расхожению экспериментальной анизотропии g-фактора [6] и теоретического значения вклада от объемного члена Дрессельхауза [3]. Такое несогласие теоретической оценки с экспериментальными данными может быть связано также и с тем, что в работе [8] расчет проводился в рамках восьмизонной модели Кейна, которая для GaAs является недостаточно точной.

3. Симметричная яма

Анизотропия зеемановского расщепления в симметричной яме в случае локализации волновой функции преимущественно внутри ямы вызывается следующим спин-орбитальным слагаемым 4-го порядка по кинематическому импульсу в гамильтониане объемного полупроводника:

$$\hat{H}_\tau = \eta(H_x\hat{K}_x^2\hat{\sigma}_x + H_y\hat{K}_y^2\hat{\sigma}_y + H_z\hat{K}_z^2\hat{\sigma}_z). \quad (12)$$

Это слагаемое, вместе с кубическими по волновому вектору слагаемыми, ответственно за анизотропию g-фактора в объемном полупроводнике в сильном магнитном поле [9]. Оператор (12), усредненный по уровню размерного кватования, приводит к следующему слагаемому, определяющему не зависящую от импульса электрона часть зеемановского расщепления электронных уровней:

$$\hat{H}_\tau^{QW} = \eta\left(\frac{e}{c\hbar}\right)^2\left[\langle z^2\rangle - \langle z\rangle^2\right] H_x H_y (H_y\hat{\sigma}_x + H_x\hat{\sigma}_y). \quad (13)$$

Соответствующая поправка к зеемановскому расщеплению есть

$$\delta E_Z = \mp 2\eta\left(\frac{e}{c\hbar}\right)^2\left[\langle z^2\rangle - \langle z\rangle^2\right]\frac{H_x^2 H_y^2}{H}. \quad (14)$$

Формула (14) получена в предположении, что основная изотропная часть зеемановского расщепления много больше анизотропной поправки за счет члена (12). Видно, что полученное расщепление кубически зависит от величины магнитного поля, а от направления магнитного поля зависит как $\sin(4\varphi)$. Заметим, что выражение $H_x^2H_y^2$ есть единственный анизотропный кубический инвариант 4-порядка от вектора $\mathbf{H}$. Для квантовой ямы GaAs/AlGaAs шириной 20 нм в магнитном поле 20 Тл расщепление (14) составляет 0.5 мэВ. Здесь использовалось значение константы η для GaAs, полученное в работах [9]: $\eta = 6.5\cdot 10^{-23}$ эВ $\cdot$ см$^2\cdot$ Э$^{-1}$.

4. Заключение

Рассчитана анизотропия зеемановского расщепления электронных уровней в асимметричной и симметричной квантовых ямах на основе полупроводников типа GaAs. В асимметричной яме расщепление линейно по магнитному полю и определяется совместным действием интерфейсных спин-зависимых членов и кубического по импульсу объемного слагаемого Дрессельхауза. В симметричной квантовой яме расщепление кубически зависит от магнитного поля и определяется непараболическим объемным спин-орбитальным членом 4-го порядка по кинематическому импульсу.

Автор благодарит Н.С. Аверкиева и Л.Е. Голуба за обсуждения и советы в процессе работы над статьей.

Работа была поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (соглашение № 8368), грантом президента РФ НШ-5442.2012.2, грантом РФФИ № 12-02-31862-мол_а и грантом фонда „Династия“.

Приложение

Вывод спин-орбитальных интерфейсных членов в рамках метода эффективной массы

Покажем, что интерфейсные спин-орбитальные члены (6) и (7) могут быть выведены для широкой ямы с плавными интерфейсами из объемного гамильтониана электрона, включающего в себя спин-зависимые кубические слагаемые (член Дрессельхауза).

Для неоднородной в направлении z структуры с плавно меняющимися параметрами вместо объемного гамильтониана с кубическим спин-орбитальным членом Дрессельхауза необходимо рассматривать новый гамильтониан, имеющий локальную кубическую симметрию, но содержащий несколько зависящих от координаты z констант $\gamma_i(z)$, которые входят во всевозможные одночлены: $\hat{k}_z\gamma_i(z)\hat{k}_z\hat{k}_m\hat{\sigma}_l,\ \gamma_i(z)\hat{k}_z^2\hat{k}_m\hat{\sigma}_l,\ \hat{k}_z\gamma_i(z)\hat{k}_m^2\hat{\sigma}_l,\ \gamma_i(z)\hat{k}_z\hat{k}_m^2\hat{\sigma}_l,\ldots$ (здесь $i=1,2,3,\ldots,\ l=x,y,z,\ m=x,y$). Выписанные одночлены соответствуют слагаемым $\gamma\hat{k}_z^2\hat{k}_m\hat{\sigma}_l$, $\gamma\hat{k}_z\hat{k}_m^2\hat{\sigma}_l,\ldots$ в гамильтониане однородного кристалла с кубическим слагаемым Дрессельхауза, но учитывают различные возможные способы упорядочения в каждом из одночленов некоммутирующих операторов $\hat{k}_z=-id/dz$ и $\gamma_i(z)$. Для случая плавного раздела двух материалов функции $\gamma_i(z)$ плавно меняются на границе, причем сумма $\sum_i\gamma_i(z)$ в глубине материала стремится к объемному значению γ в этом материале. Итоговое спиновое расщепление будет существенно зависеть от всех $\gamma_i(z)$ и от ширины переходной области. Возникающие в гамильтониане производные $\gamma_i'(z)$, $\gamma_i''(z)$ обратно пропорциональны вблизи интерфейса ширине переходной области. Поэтому величина такого спин-зависимого гамильтониана сильно возрастает для точек z вблизи интерфейса при уменьшении ширины переходной области. В рамках метода эффективной массы ширина переходной области все же должна быть много больше постоянной решетки.

В связи с требованием эрмитовости всего гамильтониана некоторые из выписанных выше одночленов имеют совпадающие величины $\gamma_i(z)$ и поэтому группируются в комбинации, являющиеся эрмитовыми операторами. В случае, если $\hat{k}_x$ и $\hat{k}_y$ являются числами, что соответствует свободному движению электрона в плоскости интерфейса, в линейной по k_x и k_y части гамильтониана остаются только комбинации двух видов: $k_j\hat{k}_z\gamma_1(z)\hat{k}_z\hat{\sigma}_l$ и $(k_j/2)(\hat{k}_z^2\gamma_2(z)+\gamma_2(z)\hat{k}_z^2)\hat{\sigma}_l$, где $j,l=x,y$. Вторая комбинация есть сумма первого члена и выражения $-(k_j/2)\gamma_2''(z)\hat{\sigma}_l$. Последнее выражение дает члены (6) и (7) для функции $\gamma_2(z)$ с изломом и с разрывом соответственно. Разрыв функции $\gamma_2(z)$ означает изменение константы Дрессельхауза скачком при переходе через интерфейс. Излом соответствует тому, что по разным сторонам интерфейса функция $\gamma_2(z)$ имеет разную скорость изменения (например, за счет плавного изменения концентрации твердого раствора с координатой z).

Магнитное поле приводит к замене в неоднородном гамильтониане Дрессельхауза операторов $\hat{k}_j$ на $\hat{K}_j$, где $\hat{K}_j=\hat{k}_j+(e/c\hbar)A_j$. Это сопровождается возникновением бо́льшего числа возможных одночленов из некоммутирующих операторов d/dz, $\gamma_i(z)$ и z (при наличии магнитного поля в плоскости ямы в операторах $\hat{K}_x$ и $\hat{K}_y$ возникает координата z: $\hat{K}_x=\hat{k}_x+(e/c\hbar)zH_y$, $\hat{K}_y=\hat{k}_y-(e/c\hbar)zH_x$). Таким образом, необходимо провести описанную выше процедуру учета в неоднородном гамильтониане Дрессельхауза всех возможных одночленов, теперь состоящих из трех некоммутирующих операторов d/dz, $\gamma_i(z)$ и z. Нетривиальными выражениями, связанными с наличием интерфейса, будут одночлены вида $(e/2c\hbar)H_jz\gamma_2''(z)\hat{\sigma}_l$.

Список литературы

[1] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, E.I. Ivchenko, Petra Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl. Phys. Rev. Lett., **92**, 256 601 (2004).

[2] N.S. Averkiev, L.E. Golub, A.S. Gurevich, V.P. Evtikhiev, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, A.S. Shkolnik, Yu.P. Efimov. Phys. Rev. B, **74**, 033 305 (2006).

[3] В.К. Калевич, В.Л. Коренев. Письма ЖЭТФ, **57**, 557 (1993).

[4] Е.Л. Ивченко, А.А. Киселев. ФТП, **36**, 827 (1992); E.L. Ivchenko, A.A. Kiselev, M. Willander. Sol. St. Commun., **102**, 375 (1997).

[5] A. Bruno-Alfonso, N. Raigoza, E. Reyes-Gomez. Physica E, **43**, 431 (2010).

[6] P.S. Eldrige, J. Hübner, S. Oertel, R.T. Harley, M. Henini, M. Oestreich. Phys. Rev. B, **83**, 041 301 (2011).

[7] Ю.А. Нефедов, А.А. Фортунатов, А.В. Щепетильников, И.В. Кукушкин. Письма ЖЭТФ, **91**, 385 (2010); Yu.A. Nefyodov, A.V. Shchepetilnikov, I.V. Kukushkin, W. Dietsche, S. Schmult. Phys. Rev. B, **83**, 041307 (2011); Yu.A. Nefyodov, A.V. Shchepetilnikov, I.V. Kukushkin, W. Dietsche, S. Schmult. Phys. Rev. B, **84**, 233 302 (2011).

[8] U. Rossler, J. Kainz. Sol. St. Commun., **121**, 313 (2002).

[9] П.С. Алексеев. ЖЭТФ, **134**, 996 (2008); П.С. Алексеев. Письма ЖЭТФ, **90**, 111 (2009).

[10] E.L. Ivchenko, A.Yu. Kaminski, U. Rossler. Phys. Rev. B, **54**, 5852 (1996).
[11] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).

Редактор Л.В. Шаронова

Anisotropy of electron g-factor in quantum wells based on the cubic semiconductors

P.S. Alekseev

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract A new mechanism of anisotropy of spin splitting of electron levels in asymmetric quantum wells based on the GaAs-type semiconductors relative to rotations of a magnetic field in the interface plain has been suggested. It is demonstrated that anisotropy of Zeeman splitting, linear with a magnetic field, arises in asymmetric quantum wells due to the interface spin–orbit terms. For the case of symmetric quantum wells it is shown that anisotropy of Zeeman splitting is cubic with the magnitude of the magnetic field, depends on the direction of the magnetic field in the interface plain as the fourth order harmonic and is governed by the spin–orbit term of the fourth order by the kinematic momentum in the electron Hamiltonian of the bulk semiconductor.