

ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В УСЛОВИЯХ ДЕФИЦИТА ФОТОНОВ

Пиша В. И., Яблоновский Е. И., Малютенко В. К.

Экспериментально обнаружен фотомагнитный эффект (ФМЭ) в условиях, когда одна из граней полупроводника «освещается» потоком излучения, плотность которого в спектральном диапазоне междузонных переходов ниже равновесного значения, соответствующего температуре эксперимента. Для создания дефицита фотонов (ДФ) использовался полупроводниковый излучатель, работающий в режиме отрицательной люминесценции.

Эксперимент выполнен при $T=300$ К, в качестве излучателя и ФМЭ приемника использовался антимионид индия. Знак возникающего в таких условиях ФМЭ противоположен тому, который имеет место в традиционном случае избытка фотонов.

1. Переход вещества в возбужденное состояние под действием излучения возможен как при избытке, так и при дефиците фотонов (ДФ) по отношению к их числу в условиях термодинамического равновесия [1]. Если в полупроводнике создать ДФ в спектральной области междузонного или примесного поглощения, то излучательная рекомбинация электронов и дырок будет доминировать над их фотогенерацией и значение концентрации носителей тока станет ниже равновесного. ДФ можно создавать, используя холодные тела или же источники отрицательной люминесценции. Экспериментальным подтверждением уменьшения концентрации носителей тока (проводимости) под влиянием ДФ служит измерение отрицательной люминесценции с помощью полупроводниковых фотодетекторов [2, 3]. Расчет концентрации свободных электронов в полупроводнике в условиях ДФ проведен в [4, 5]. В [5], в частности, отмечена возможность возбуждения фотомагнитного эффекта (ФМЭ) с помощью ДФ. Здесь впервые сообщается об экспериментальном обнаружении такого ФМЭ и описываются его основные закономерности.

2. Рассмотрим оптический контакт двух полупроводников (рис. 1), находящихся в магнитном поле \mathbf{H} . Зазор между ними заполнен прозрачным диэлектриком. Один из кристаллов A служит источником, а второй B — приемником излучения, принадлежащего спектральной полосе междузонного поглощения полупроводника B . Неравновесное излучение создается с помощью магнитоконцентрационного эффекта, который возникает при прохождении через полупроводник A тока j . В зависимости от знака произведения $[j \times \mathbf{H}]$ поверхность полупроводника A , обращенная к полупроводнику B , может обогащаться или же обедняться электронами и дырками. При этом интенсивность рекомбинационного излучения полупроводника A в зазор будет соответственно выше или ниже интенсивности равновесного излучения (положительная или отрицательная люминесценция). Если исходно вся система (включая фоновое излучение) находилась в состоянии термодинамического равновесия, то в первом случае вектор Пойнтинга в зазоре будет направлен к полупроводнику B , а во втором — к полупроводнику A . Соответственно в полупроводнике B возникнет избыток или дефицит носителей тока. Для ФМЭ существенно то, что эти состояния полупроводника B будут различаться по направлениям потоков неравновесных электронов и дырок, поэтому будут различаться и знаки возникающего напряжения ФМЭ (или направления токов короткого замыкания).

Расчет ФМЭ, возникающего под действием внешнего излучения, хорошо известен (см., например, [6]). Поэтому для количественного описания рассматриваемого здесь эффекта достаточно определить интенсивность возбуждающего излучения. Для решения этой задачи используем следующие предположения: 1) внутренний квантовый выход излучения полупроводника *Б* мал; в этом случае можно ограничиться линейным приближением по фотодобавке к концентрации носителей в полупроводнике *Б* и пренебречь отступлением от закона Кирхгофа для его теплового излучения; 2) коэффициент поглощения

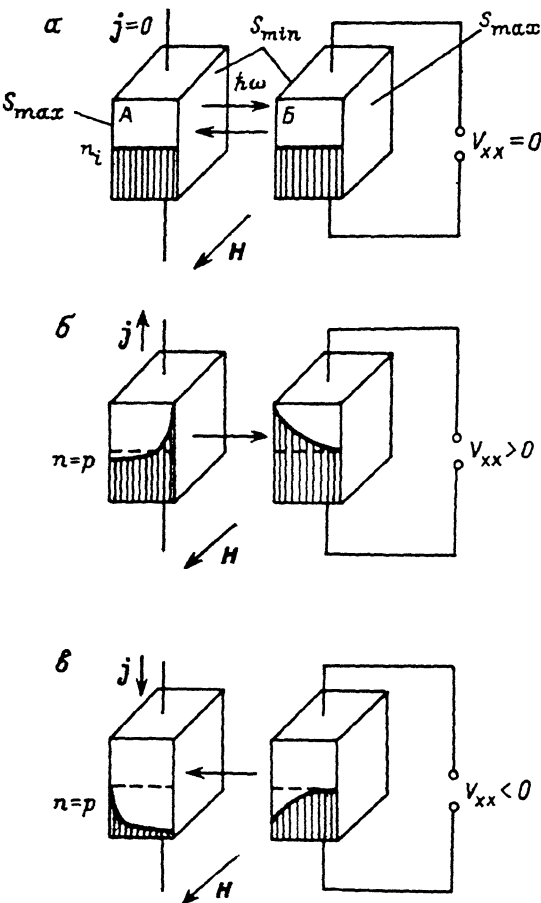


Рис. 1. Схема фотомангнитного эффекта (ФМЭ) при радиационном контакте излучателя *А* и приемника излучения *Б*.

Заштрихованные участки — пространственное распределение носителей тока. *а* — радиационное равновесие; результирующий световой поток $\hbar\omega$ направлен: *б* — к приемнику *Б*, *в* — к излучателю *А*.

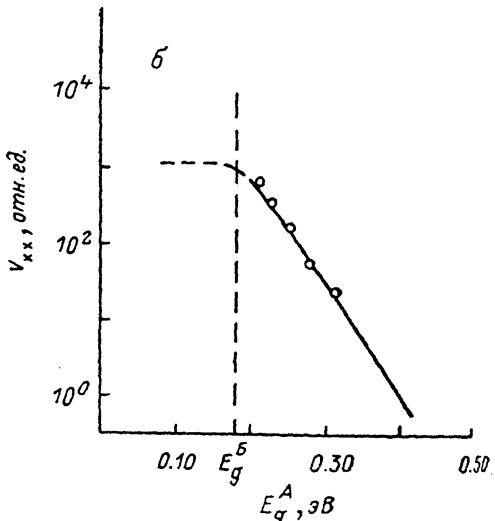
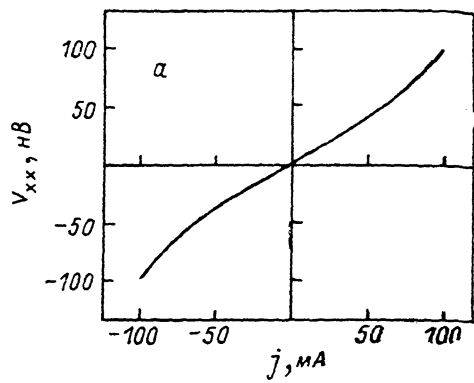


Рис. 2. Характеристики ФМЭ в InSb при дефиците фотонов (ДФ).

а — зависимость напряжения холостого хода ФМЭ от тока, протекающего через излучатель *А* *б* — зависимость V_{xx} от «красной» границы спектральной области ДФ; сплошная линия — расчет, точки — эксперимент (спектральная область ДФ изменялась с помощью дисперсионных фильтров).

света в максимуме спектра α велик, так что $\alpha \gg L^{-1}$, $s\tau/L^2$ ($L = \sqrt{D\tau}$ — биполярная диффузионная длина, D — коэффициент биполярной диффузии, τ — безызлучательное время жизни, s — скорость поверхностной рекомбинации на поверхности, обращенной к полупроводнику *А*). Условие 2 позволяет свести задачу фотовозбуждения полупроводника *Б* к поверхностной. Используя процедуру расчета фотовозбуждения полупроводника в условиях ДФ [5], для числа неравновесных пар, генерируемых на поверхности полупроводника *Б* излучением (на 1 см² за 1 с), получим выражение

$$g = \frac{(1-R)kT^3}{2\pi^2c^2\hbar^3} \left[1 + \frac{E_g}{kT} + \frac{1}{2} \left(\frac{E_g}{kT} \right)^2 \right] e^{-E_g/kT} \left(\frac{n^2}{n_i^2} - 1 \right) \frac{\Omega}{2\pi}. \quad (1)$$

Здесь E_g — ширина запрещенной зоны (одинаковая для обоих полупроводников), n — концентрация электронно-дырочных пар на поверхности полупроводника A , n_i — собственная их концентрация, $1\Omega/2\pi$ — та часть потока излучения полупроводника A , которая попадает на полупроводник B .

При $n < n_i$ (1) можно формально трактовать как скорость генерации источником с отрицательной интенсивностью ($g < 0$). При достаточно слабых управляющих токах j , когда $|n - n_i| \propto j$, напряжение холостого хода и ток короткого замыкания ФМЭ изменяются линейно с ростом j , положительный и отрицательный сигналы ФМЭ равны по величине. Существенным отличием отрицательного сигнала ФМЭ является то, что он имеет принципиальное ограничение по величине. При полном подавлении рекомбинационного излучения полупроводника A , т. е. при $n^2 \ll n_i^2$, скорость генерации g приближается к предельному значению g_0 , соответствующему по величине потоку теплового излучения в спектральном диапазоне междузонных переходов. Поэтому при достаточно больших управляющих токах j сигнал ФМЭ, возбуждаемого ДФ, как в режиме холостого хода, так и в режиме короткого замыкания насыщается.

3. Измерения были выполнены при $T = 300$ К на неориентированных образцах InSb ($N_D - N_A \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$), изготовленных в виде пластин размерами $5 \times 2 \times 0.04$ мм с омическими контактами. Стандартная методика приготовления образцов обеспечивала сильное различие скоростей поверхностной рекомбинации на противоположных гранях. Образцы были размещены на расстоянии ~ 5 см и находились в зазорах миниатюрных постоянных магнитов ($H \approx 10$ кЭ). На излучатель A подавалось электрическое поле E в виде полупериодов синусоиды с частотой 870 Гц. Оптическая система проецировала поверхность излучателя A на поверхность приемника B , работающего в режиме холостого хода, V_{xx} ФМЭ.

4. При работе излучателя A в режиме положительной люминесценции (рис. 1, б) поток излучения, падающий на ФЭМ приемник, превышает исходный равновесный поток. При этом наблюдается обычный «положительный» ФЭМ эффект. Когда же излучатель работает в режиме отрицательной люминесценции (рис. 1, в), поток излучения на приемник B становится меньше равновесного. При этом измеряемое напряжение V_{xx} изменяет знак на противоположный (рис. 1, в). Как видно из рис. 2, зависимость V_{xx} от тока j , протекающего через излучатель, линейна в области малых величин j ($j \leq 50$ мА). В случае работы излучателя A в режиме ОЛ насыщения V_{xx} не достигалось, поскольку использованные слабые электрические поля (ввиду сильного джоулева разогрева низкоомных образцов) не обеспечивали насыщения скорости генерации g .

Используя экспериментальную оценку величины g (при $j \sim 50-100$ мА, $H = 10$ кЭ) и выражение для V_{xx} [6], получим значение V_{xx} , близкое к измеренному (рис. 2, а).

Если ДФ возникает не во всей спектральной области междузонных переходов полупроводника B («широкозонный» излучатель, $E_g^A > E_g^B$), сигнал ФМЭ в соответствии с (1) экспоненциально спадает (рис. 2, б). ДФ в более широкой спектральной области ($E_g^A < E_g^B$) не увеличивает V_{xx} , поскольку рассматриваемый эффект вызывается только фотонами с энергиями $\hbar\omega \geq E_g^B$.

Таким образом, в условиях ДФ возникает ФМЭ со знаком, противоположным тому, который имеет место в традиционном случае избытка фотонов.² Такой эффект может быть использован в качестве индикатора негативного светового контраста, а также и как обычный ФМЭ для изучения рекомбинационных параметров полупроводников.

Список литературы

- [1] Степанов Б. И., Грибковский В. П. Введение в теорию люминесценции. Минск, 1963. 443 с.

¹ Выражение (1) справедливо для случая $eE_g/kT \gg 1$.

² Здесь не рассматривается возможность изменения знака ФМЭ, связанная с объемной генерацией и большой скоростью поверхностной рекомбинации на передней грани приемника B .

- [2] Иванов-Омский В. И., Коломиец Б. Т., Смирнов В. А. // ДАН СССР. 1965. Т. 161. В. 6. С. 1308—1309.
- [3] Божгов С. С., Малютенко В. К., Пиша В. И. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 23. С. 1444—1447.
- [4] Пиша В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 553—555.
- [5] Пиша В. И. // Препринт ИП АН УССР. Киев, 1988. № 3.
- [6] Равич Ю. И. Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение. М., 1967. 96 с.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 11.12.1989
Принята к печати 21.02.1990
