

Спиновый инжекционный мазер

H. A. Виглин, B. B. Устинов, B. B. Осипов

Институт физики металлов Уральского отд. РАН, 620041 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 10 мая 2007 г.

Получена электромагнитная эмиссия, индуцированная инжецией спин-поляризованных электронов из ферромагнитного материала в полупроводник n -InSb. На основании исследования условий возбуждения излучения и его характеристик сделан вывод о лазерной природе электромагнитной эмиссии.

PACS: 84.40.Ik

Введение. Спиновая электроника и развивающиеся с ее помощью подходы стимулируют исследования в самых различных отраслях знаний. Например, в области информационных технологий исследования подогреваются перспективой использования спина отдельного электрона для хранения, обработки и передачи информации [1]. Однако имеются и другие области применения технологий спинtronики, одной из концепций которой является транспорт поляризованных по спину электронов [2]. Представляется интересной идея применить спиновый транспорт для инверсии населенностей спиновых уровней электронов проводимости в каком-нибудь материале, чтобы использовать его как активную среду для усиления электромагнитного излучения. Один из путей реализации накачки следующий: необходимо, чтобы в спиновом поляризаторе спин электронов проводимости был параллелен спину локализованных моментов (направлен против магнитного поля), а инжеция должна производиться в материал с отрицательным g -фактором. В таком материале состояниям с направлением спина против магнитного поля соответствуют верхние зеемановские уровни. Тогда при инжеции спин-поляризованных электронов в такой материал будут заселяться верхние зеемановские уровни, при достижении некоторой плотности тока может быть создана инверсия.

Об электромагнитной эмиссии, индуцированной потоком спин-поляризованных электронов, сообщалось в работах [3, 4]. Теоретическая возможность усиления электромагнитного излучения с помощью технологий спинtronики недавно рассматривалась в [5, 6]. Ниже будет продемонстрировано, что инжеция спин-поляризованных электронов в полупроводник n -InSb из определенных ферромагнитных материалов приводит к генерации электромагнитного излучения лазерного типа.

Эксперимент и обсуждение. В работе приводятся результаты исследования явлений, сопро-

вождающих инжецию поляризованных электронов в полупроводник n -InSb из различных ферромагнитных материалов с высокой степенью поляризации электронов проводимости. Выбор n -InSb обусловлен высокой подвижностью в нем носителей заряда, узкой линией ЭПР и аномально большим по абсолютной величине отрицательным g -фактором ($g = -52$ [7]). В качестве (поляризаторов) электронов использовались ферромагнитные полупроводники $\text{EuO}_{0.98}\text{Gd}_{0.02}\text{O}$ ($T_C = 130\text{ K}$) и HgCr_2Se_4 ($T_C = 120\text{--}130\text{ K}$), сплавы Гейслера Co_2MnSn ($T_C = 826\text{ K}$), Ni_2MnSn ($T_C = 340\text{ K}$) и Co_2MnSb ($T_C = 478\text{ K}$), мanganиты $\text{La}_{0.8}\text{Ba}_{0.2}\text{MnO}_3$ ($T_C = 250\text{ K}$) и $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ ($T_C = 308\text{ K}$). По теоретическим оценкам, в материалах перечисленных классов при температурах $T < T_C$ электроны проводимости имеют высокую степень поляризации [8–10]. Исследованные образцы n -InSb имели концентрацию электронов проводимости $10^{14}\text{--}10^{15}\text{ cm}^{-3}$ при $T = 77\text{ K}$.

Из монокристаллов $\text{EuO}_{0.98}\text{Gd}_{0.02}\text{O}$, HgCr_2Se_4 , $\text{La}_{0.8}\text{Ba}_{0.2}\text{MnO}_3$, $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ приготавливались полированные пластинки толщиной 0.5–1 мм и площадью $1.5 \times 2\text{ mm}$, которые плотно прижимались к полированным пластинам таких же размеров, изготовленным из монокристаллов n -InSb. Сплавы Гейслера наносились на полупроводник в виде тонких пленок термическим распылением в вакууме. Вольт-амперные характеристики всех изученных нами контактных структур (КС) были близки к омическим. В экспериментах использовалась импульсная методика для снижения средней тепловой мощности, рассеиваемой на образце при прохождении через него тока. КС помещалась в волновод, охлаждаемая часть которого вместе с криостатом располагалась в зазоре электромагнита. Регистрация мощности микроволнового излучения производилась СВЧ детектором с квадратичной характеристикой, присоединенным к другой части волновода.

При инжекции электронов из указанных ферромагнитных поляризаторов в полупроводник возникала электромагнитная эмиссия мощностью, достигающей нескольких десятков микроватт.

На рис.1–3 изображена зависимость мощности излучения P в относительных единицах от магнитного

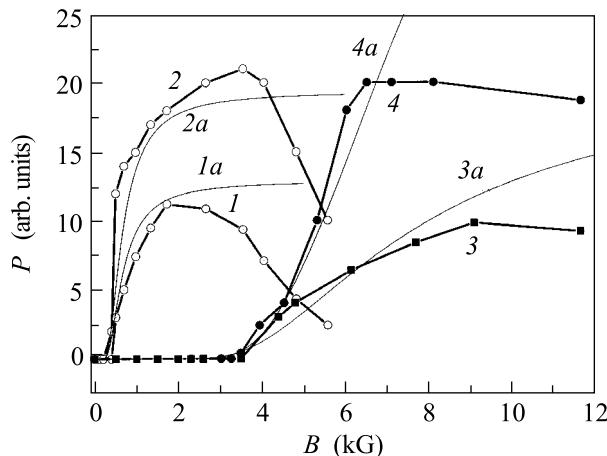


Рис.1. Зависимость P от магнитного поля: 1, 2 – p -HgCr₂Se₄ – n -InSb, намагничиваемая перпендикулярно плоскости контакта при $T = 77$ К и токе 0.7 и 1 А, соответственно; 3, 4 – Co_2MnSn – n -InSb, намагничиваемая параллельно плоскости контакта при $T = 4.2$ К и токе 1 и 2 А, соответственно; 1а и 2а – функция $f(B) = C_1 \exp[(C_2 I - C_3/B^2)C_4]$, подогнанная к кривым 1, 2 соответственно для тех же токов и с одним и тем же набором C_1 – C_4 ; 3а и 4а – функция $f(B)$, аналогичным образом подогнанная к кривым 3 и 4

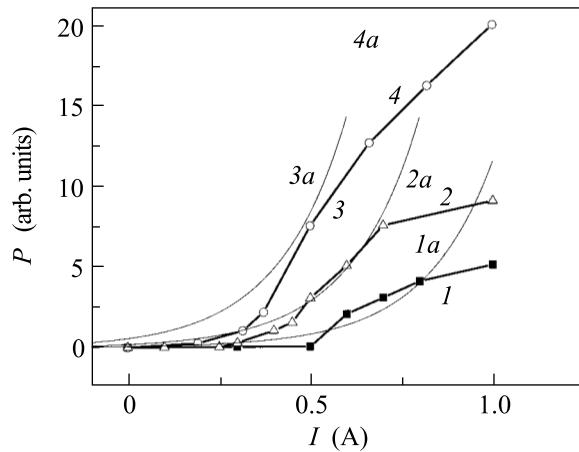


Рис.2. Зависимость P от тока для Co_2MnSb – n -InSb при $T = 22.5$ К и магнитном поле: 1 – 3.9 кГ, 2 – 5.2 кГ, 3 – 8.8 кГ. 1а, 2а и 3а – функция $f(I) = C \exp[(C_2 I - C_3/B^2)C_4]$, подогнанная к кривым 1, 2 и 3 при соответствующих значениях поля

поля, тока и температуры. Видно, что мощность излучения $P(B)$ нелинейно зависит от индукции маг-

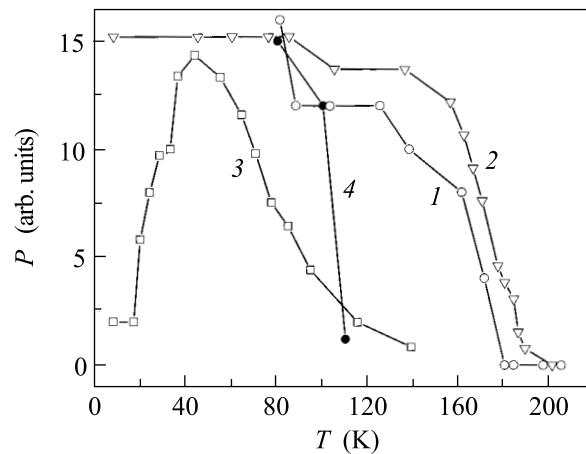


Рис.3. Зависимость P от температуры для: 1 – Co_2MnSb – n -InSb в поле 6 кГ и токе 2 А; 2 – Co_2MnSn – n -InSb в поле 6.6 кГ и токе 3 А; 3 – p -HgCr₂Se₄ – n -InSb в поле 7.5 кГ и токе 3 А; 4 – n -Eu_{0.98}Gd_{0.02}O – n -InSb в поле 6.2 кГ и токе 2 А

нитного поля для всех КС (рис.1). Излучение возникает, начиная с некоторого порога B_{thr} , после чего его мощность быстро нарастает. Значения B_{thr} варьируются для различных КС. Зависимость $P(I)$ также имеет пороговый характер возникновения и нелинейное нарастание при $I > I_{thr}$ (рис.2). Эмиссия наблюдалась в диапазоне температур от 4.2 до T_C для КС на основе n -Eu_{0.98}Gd_{0.02}O и p -HgCr₂Se₄ и до 160–180 К для остальных КС. Мощность излучения в большинстве КС слабо убывала вплоть до указанных температур, после чего резко спадала до 0 (рис.3). Излучение наблюдалось только тогда, когда электроны втекали в полупроводник из спинового поляризатора.

Однотипность результатов, полученных с использованием в качестве спиновых поляризаторов различных материалов, позволяет утверждать, что явление, в основном, определяется свойствами ферромагнетиков и свойствами полупроводника и в меньшей степени зависит от характеристик омического контакта. Следует заметить, что возникновение омического контакта при соединении материалов с разной концентрацией носителей может быть следствием наличия тонкого диэлектрического слоя на поверхности материалов [11].

Покажем, что экспериментальные результаты зависимости мощности излучения от тока и магнитного поля удовлетворительно описываются в модели усиления света за счет вынужденных переходов в среде с инверсной заселенностью.

Рассмотрим условия усиления излучения, проходящего через двухуровневую квантовую систему частиц со спином $s = 1/2$ и энергией расщепления уровней в магнитном поле $\Delta\varepsilon = |g|\mu_B B$. Здесь μ_B –

магнетон Бора. Усиление или ослабление электромагнитного излучения на частоте $\nu = \Delta\varepsilon/h$ для такой системы без учета затухания в среде определяется выражением [12]

$$F = F_0 \exp[\sigma(N_2 - N_1)L], \quad (1)$$

F_0 и F – плотности входного и выходного фотонного потока, соответственно, N_2 и N_1 – плотности заселенности верхнего и нижнего уровней соответственно, σ – сечение вынужденных переходов между уровнями, L – длина образца. Видно, что усиление происходит при инверсии заселенностей, когда $N_2 > N_1$. Для этого необходимо доставлять частицы на верхний уровень или эвакуировать их с нижнего уровня.

Регистрируемая мощность излучения P пропорциональна плотности фотонного потока F , а разность плотности заселенностей верхнего и нижнего уровней ($N_2 - N_1$) пропорциональна при спиновом транспорте току I и коэффициенту поляризации $p = (N_2 - N_1)/(N_2 + N_1)$. Перепишем выражение (1) с учетом затухания фотонов в среде β :

$$P \sim F_0 \exp[(c_1 \sigma I p - \beta)L]. \quad (2)$$

Здесь c_1 – коэффициент пропорциональности, β – затухание на единицу длины. Видно, что рост $P(I)$ начинается после достижения некоторого значения тока $I = I_{\text{thr}}$, когда $\sigma c_1 I_p - \beta > 0$.

Потери β включают в себя затухание в активной среде, потери на выход излучения из образца и ряд других факторов. Мы учтем только потери на нерезонансное затухание электромагнитной волны на электронах. В классическом пределе $\beta \sim \lambda^2$, где λ – длина волны [13]. Тогда $\beta \sim 1/v^2 \sim 1/B^2$. После подстановки в (2) получим:

$$P \sim F_0 \exp[(c_1 \sigma I p - c_2/B^2)L], \quad (3)$$

Здесь c_2 – коэффициент пропорциональности. Видно, что существует пороговое поле B_{thr} , которое определяется из условия $c_1 \sigma I p - c_2/B_{\text{thr}}^2 = 0$.

Заметим, что для количественного расчета выражения (3) недостаточно данных. Однако можно оценить изменения зависимости мощности излучения от магнитного поля, полученных для одного и того же образца, но при различных значениях тока, полагая, что сечение перехода σ , коэффициент поляризации p , начальная плотность фотонов F_0 , длина активной зоны L остаются неизменными. Параметр c_2 , связанный с затуханием электромагнитной волны на электронах, может зависеть от направления намагничивания образца относительно плоскости контакта, но при одних и тех же условиях измерения

он также остается неизменным. Экспериментально измерялись зависимости $P(B, I = \text{const})$ (рис.1) и $P(I, B = \text{const})$ (рис.2). На рис.1, кривая 1, к зависимости мощности от поля для КС $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4 - n\text{-InSb}$ при токе $I = 0.7\text{ A}$ подогнана кривая функции $f(B) = C_1 \exp[(C_2 I - C_3/B^2)C_4]$ при том же значении тока (кривая 1a). $C_1 - C_4$ – подгоночные коэффициенты. На рис.1, кривая 2a, тонкой линией построена та же функция при токе $I = 1\text{ A}$ и с теми же подгоночными коэффициентами. Видно, что тенденции изменения мощности в зависимости от поля при различных значениях тока правильно предсказываются теорией. Аналогичные результаты были получены и для КС $\text{Co}_2\text{MnSn} - n\text{-InSb}$ (рис.1, кривые 3a и 4a).

На рис.2, кривая 1, к зависимости мощности от тока для КС $\text{Co}_2\text{MnSb} - n\text{-InSb}$ при значении поля $B = 3.9\text{ kGc}$ подогнана кривая функции $f(I) = \exp[(C_2 I - C_3/B^2)C_4]$ при том же значении поля (кривая 1a). Тонкой линией построена та же функция и с такими же коэффициентами $C_1 - C_4$, соответственно, что и для графика 1a, но для полей $B = 5.2\text{ kGc}$ (кривые 2a и 3a). Видно удовлетворительное совпадение экспериментальных и теоретических зависимостей.

Отметим, что выражение (3) описывает только условия начала лазерной генерации (порог генерации). По мере нарастания мощности излучения параметры, связанные с квантовым усилением и полным затуханием, изменяются, что приводит к изменению функциональной зависимости $P(B, I)$. Влияние на вид этой зависимости оказывает также снижение чувствительности СВЧ детектора с ростом частоты. Тем не менее, начало генерации и нарастание мощности вблизи порога генерации в зависимости от тока и магнитного поля удовлетворительно описываются теорией.

Был проведен спектральный анализ с использованием проходных резонаторов в качестве полосовых фильтров. На рис.4 представлена зависимость $P(B)$ для фильтра с добротностью $Q \approx 800$ и резонансной частотой 33.4 ГГц . Виден острый пик при 458 Гц . Расчет g -фактора с помощью соотношения $|g| = h\nu/\mu_B B$ дал значение $|g| \approx 52$. Такое значение g -фактора соответствует частоте квантов при переходах между зеемановскими уровнями электронов проводимости в $n\text{-InSb}$.

Дополнительным подтверждением того, что эмиссия вызвана излучательными переходами между зеемановскими уровнями электронов проводимости, являются измерения зависимости мощности излучения от угла между направлением магнитного поля и осью кристалла $n\text{-InSb}$ (врезка, рис.4). Исследования

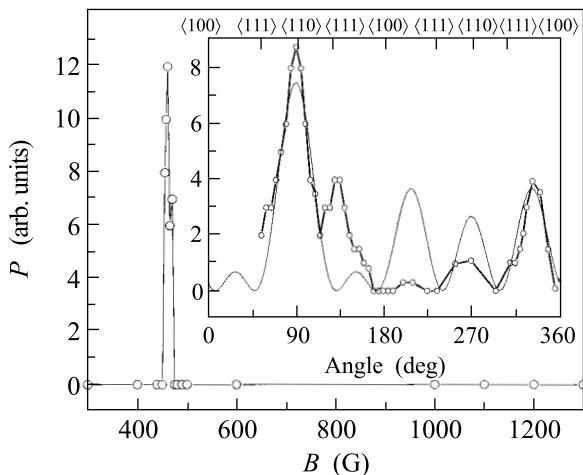


Рис.4. Зависимость P от магнитного поля для $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4 - n\text{-InSb}$ при $T = 77$ К и токе 2 А. Перед детектором установлен проходной резонатор с резонансной частотой 33.4 ГГц. На вставке – зависимость выходной мощности от угла между направлением магнитного поля и осями кристалла $n\text{-InSb}$, когда поле лежит в плоскости (110). Сплошная тонкая линия – зависимость вероятности поглощения при ЭДСР

проводились на КС $\text{Co}_2\text{MnSn} - n\text{-InSb}$ [14]. Известно, что вероятность электродипольного спинового резонанса (ЭДСР) на электронах проводимости в $n\text{-InSb}$ имеет специфическую зависимость от угла между направлением осей кристалла и магнитного поля [15]. Видно, что имеется хорошее соответствие угловых зависимостей для мощности излучения и для вероятности ЭДСР на зеемановских уровнях электронов проводимости. Следовательно, излучение, так же, как и поглощение, происходит при переходах на одних и тех же уровнях. Также можно утверждать, что характер переходов электродипольный. Это обстоятельство, по-видимому, играет существенную роль при реализации лазерной генерации, поскольку вероятность вынужденных электродипольных переходов на несколько порядков выше, чем магнитодипольных [12].

Можно оценить предельную мощность лазерной генерации, предполагая, что все инжектируемые в полупроводник электроны попадают на верхние зеемановские уровни и излучают электромагнитную энергию при переходах на нижние уровни. С учетом того, что переходы будут происходить до выравнивания заселенностей уровней, $P_{\max} = |g|\mu_B B I / 2e$. Здесь e – заряд электрона. Расчет для длины волны 8 и 0.1 мм дает значение мощности порядка 75 мВт/А и 6 мВт/А, соответственно. Нами, в магнитных полях, соответствующих излучению с длиной волны в несколько миллиметров и при токе $I = 1$ А, регистри-

ировалась мощность в 4–5 раза меньшая, чем предельная P_{\max} , однако совпадающая с предельной мощностью по порядку величины. Следует учесть, что расчет предельной мощности сделан без учета потерь и для 100%-ной поляризации электронного потока.

Таким образом, характеристики начала генерации и нарастания мощности излучения качественно описываются выражением для лазерного усиления фотонного потока. Частота излучения регулируется магнитным полем и соответствует частоте квантов при переходах между зеемановскими уровнями электронов проводимости. Мощность излучения близка к теоретически возможной. Это дает основание утверждать, что инжекция поляризованных электронов из указанных выше ферромагнитных материалов в полупроводник $n\text{-InSb}$ вызывает в нем инверсию заселенностей зеемановских уровней электронов проводимости и приводит к реализации мазера.

Заключение. Показано: 1) существует ряд ферромагнитных материалов, которые могут быть использованы для накачки спиновых уровней электронов проводимости в $n\text{-InSb}$; 2) инжекция электронов из таких материалов в $n\text{-InSb}$ индуцирует электромагнитную эмиссию лазерного типа.

Таким образом, реализован новый тип мазера – спиновый инжекционный. Рабочая частота такого мазера задается внешним магнитным полем. В $n\text{-InSb}$ весьма высокое (по абсолютной величине) значение g -фактора, поэтому частота миллиметрового и даже субмиллиметрового диапазонов может быть достигнута в магнитных полях порядка 1 Тл. Эта особенность мазера, описанного выше, может быть использована для создания источников гига- и террагерцевого излучения. Такие генераторы могли бы заполнить пустующий пока диапазон электромагнитного излучения, недоступный для других твердотельных источников. Заметим также, что описанный выше мазер обладает, по-видимому, высоким коэффициентом усиления, что позволяет достичь порога генерации без использования резонатора, подобно азотному или неоновому лазерам [12]. Использование резонатора, вероятно, позволило бы увеличить выходную мощность и максимальную температуру, при которой возможна генерация.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект # 05-02-16862а) и, частично, Программой “Квантовая макрофизика” президиума Российской академии наук. Работа выполнена по плану РАН (тема # 01.2.006 13391), при частичной поддержке РФФИ (грант № 05-02-16862а), программами “Квантовая макрофизика” президиума РАН и № 33 УрО РАН – ДВО РАН.

-
1. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman et al., *Science* **294**, 1488 (2001).
 2. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
 3. N. A. Viglin, V. V. Osipov, A. A. Samokhvalov, and O. G. Reznitskikh, *Phys. Low-Dim. Struct.* **1/2**, 89 (1997).
 4. N. A. Viglin, V. V. Osipov, A. A. Samokhvalov, and S. V. Naumov, *Phys. Low-Dim. Struct.* **1/2**, 29 (2000).
 5. S. M. Watts and B. J. van Wees, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 116601 (2006).
 6. N. G. Bebenin, and V. V. Ustinov, *JMMM* **272**, 1917 (2004).
 7. G. Bemski, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 62 (1960).
 8. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
 9. В. Ю. Ирхин, М. И. Кацнельсон, *УФН* **164**, 705 (1994).
 10. D. A. Papaconstantopoulos and W. E. Pikett, *Phys. Rev. B* **57**, 12751 (1998).
 11. В. И. Стриха, *Теоретические основы работы контакта металл – полупроводник*, Киев: Наукова думка, 1974.
 12. О. Звелто, *Физика лазеров*, М.: Мир, 1979.
 13. K. Seeger, *Semiconductor physics*, Springer-Verlag, NY, 1973.
 14. N. Viglin, V. Ustinov, V. Tsvelikhovskaya, and O. Denisov, *JETP Lett.* **84**, 79 (2006).
 15. M. Dobrowolska, *Semicond. Sci. Technol.* **5**, 159 (1990).