

ЦИКЛОТРОННАЯ АКУСТОЭЛЕКТРОННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ

В n -InSb

В «БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ» РЕЖИМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Веретин В. С., Мансфельд Г. Д.

Экспериментально установлено сильное влияние нагрева электронного газа и решетки полем дрейфа на характер спектра многопролетной акустоэлектронной генерации в n -InSb при гелиевых температурах. Обнаружены эффекты пробоя кристаллов в поле акустоэлектрических доменов, трансформации спектра к частоте максимального усиления в компенсированных образцах при нагреве решетки и электронов выше 100 К. В бесстолкновительном режиме взаимодействия $ql > 1$ (q — волновой вектор, l — длина свободного пробега) при азотной температуре генерация возникает на частотах, близких к частоте максимального усиления.

Одной из фундаментальных физических задач, требующей экспериментального исследования, является изучение сильно развитой фононной турбулентности в полупроводниковых кристаллах. Ранее при изучении эффекта многопролетной циклотронной генерации акустических и электромагнитных колебаний в кристаллах n -InSb, помещенных в поперечное магнитное поле, при 77 К был обнаружен эффект самосужения спектра генерируемого сигнала [1]. Этот результат принципиально важнее, поскольку он подтверждает правильность представлений о доминирующей роли взаимодействия флуктуаций через быстро затухающие электронные волны [2]. Интересные результаты по трансформации спектра генерации в сложных структурах пьезодиэлектрик—полупроводник в сильных электрических полях получены в работе [3], а в кристаллах InSb — также в [4].

Далее приводятся данные по экспериментальному обнаружению и исследованию некоторых новых особенностей многопролетной генерации акустических и электромагнитных колебаний в кристаллах n -InSb, помещенных в жидкий гелий или азот без магнитного поля, когда длина свободного пробега электронов l сравнима с длинами акустических волн λ или превышает их. Реализуется бесстолкновительный режим взаимодействия акустических волн $ql \geq 1$ ($q = 2\pi/\lambda$).

Методика эксперимента. В работе исследовался эффект «циклотронной» многопролетной генерации акустических волн в кристаллах n -InSb [5] в основном по методике, подробно описанной в [6]. Циклотронная генерация возникла в образцах с плоскопараллельными отражающими гранями при выполнении условия синхронизма, когда полупериод поля дрейфа был приблизительно равен времени пробега волн между торцевыми гранями. В этих условиях акустоэлектронные флуктуации, усиленные за счет сверхзвукового дрейфа электронов на одном пробеге по образцу, после отражения вновь попадали в усиливающую фазу поля, и этот процесс многократно повторялся.

Исследовались кристаллы n -InSb с концентрацией электронов $n = 1 \cdot 10^{18} \div 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $\mu = (1 \div 6) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Образцы вырезались в виде прямоугольных брусков длиной $L \approx 0.5 \div 2.5 \text{ см}$, ориентированных вдоль пьезоактивной оси [110] и имевших поперечное сечение $\sim 0.7 \times 0.7 \text{ мм}$. Торцевые грани зеркала, отражающие акустические волны, получались методом скола. Для приложения электрического поля к образцу использовались индиевые контакты,

расположенные вблизи торцов кристалла. Переменное периодическое напряжение вырабатывалось специальным генератором, форма напряжения могла быть синусоидальной или близкой к прямоугольной («меандр»). Спектр генерации регистрировался по сопровождающим акустические волны переменным электрическим полям. С этой целью образец подключался к СВЧ приемнику через соответствующие разделительный и частотно-селективный фильтры.

Результаты экспериментов и их обсуждение. Наиболее интересными оказались результаты исследования генерации при температуре жидкого гелия в случае, когда источник вырабатывает синусоидальное напряжение. После пяти пробегов при достаточно большом напряжении форма тока становится несинусоидальной. Причиной искажения формы, как и в [5, 6], является акустоэлектрический эффект, связанный с многопролетным усилением флуктуаций. В пользу акустоэлектрической природы искажений тока свидетельствует то, что она возникает только тогда, когда частота поля дрейфа F близка к частоте синхронизма, т. е. $F \sim v_s/2L$ (v_s — скорость звука). При небольших отстройках от синхронизма возникают периодические осцилляции амплитуд тока и напряжения. Качественно их можно легко понять: при наличии небольшой расстройки цуг акустических волн, усиленных на ряде пробегов, в конце концов выходит из синхронизма с полем и генерация пропадает. Этот опыт с расстройкой наглядно доказывает акустоэлектронную природу многопролетной генерации.

Радикальным отличием результатов этих экспериментов от опытов при азоте [1] является то, что при относительно небольших плотностях тока дрейфа интенсивной генерации СВЧ колебаний с помощью чувствительного СВЧ приемника наблюдать не удается. Возможно, причиной этого является зависимость электронной температуры T_e в кристаллах n -InSb, помещенных в жидкий гелий, от приложенного поля [7]. Если предположить, что T_e в каждый момент различна, то дебаевский радиус экранирования r_D зависит от времени, и, таким образом, частота максимального электронного усиления $f_m \sim r_D^{-1}$ в каждый момент времени различна. Усиливаемые флуктуации распределены по широкому интервалу частот так, что в полосе пропускания приемника их интенсивность мала и они не регистрируются. В то же время интегральная интенсивность флуктуации может быть достаточно велика, поскольку наблюдается значительное искажение формы тока, обусловленное акустоэлектронным взаимодействием. Чтобы проверить это предположение, была предпринята попытка стабилизировать ток и использовать переменный ток дрейфа, форма которого близка к меандру. В течение каждого полупериода усиление должно происходить при постоянном по величине токе дрейфа, T_e должно оставаться постоянным и, следовательно, частота максимального усиления тоже должна быть постоянной. Действительно, при достаточно малой величине поля СВЧ приемник регистрировал электромагнитные колебания, соответствующие многопролетному усилению флуктуаций. Частота регистрируемого излучения $f \sim 830$ МГц приблизительно соответствует частоте максимального усиления. На рис. 1, а, б представлены осциллограммы тока через образец с $n \sim 10^{13}$ см⁻³ и сигнал более многопролетной генерации, зарегистрированных СВЧ приемником при больших значениях тока дрейфа. С увеличением тока дрейфа амплитуда генерируемого сигнала, начиная с момента искажения формы тока, несколько уменьшается. Здесь имеет место кажущееся противоречие: с одной стороны, уменьшение тока свидетельствует о генерации более мощного акустического потока, с другой — в наблюдаемой области частот ее интенсивность падает. По-видимому, дело в том, что вся энергия генерируемого сигнала распределяется по более широкой области частот.

При дальнейшем увеличении поля форма тока еще больше искажается. На рис. 2 показано семейство вольтамперных характеристик образцов с различными концентрациями, измеренных при различных числах пробегов. Видно, что во всех случаях ВАХ становится N -образной с очень сильным падением тока. Реализация режима заданного тока для стабилизации электронной температуры за счет параметров внешней цепи становится невозможной. В области насыщения ВАХ в образце возникает домен сильного поля, который сам стабилизирует ток! Поэтому в силу распределенности излучения

по широкому частотному интервалу достаточно интенсивное для надежной регистрации на каждой частоте излучение наблюдается лишь в сильно нелинейном режиме — в условиях насыщения ВАХ. Спектр излучения в случае кристаллов с $n \sim 10^{13}$ см⁻³ представлен на рис. 3. Он содержит теперь большое число достаточно интенсивных спектральных линий. На этом же рисунке показаны области ожидаемой генерации в условиях нагрева электронов до 77 К, вычисленные для случаев $ql > 1$ и $ql < 1$. Как видно, излучение, в принципе,

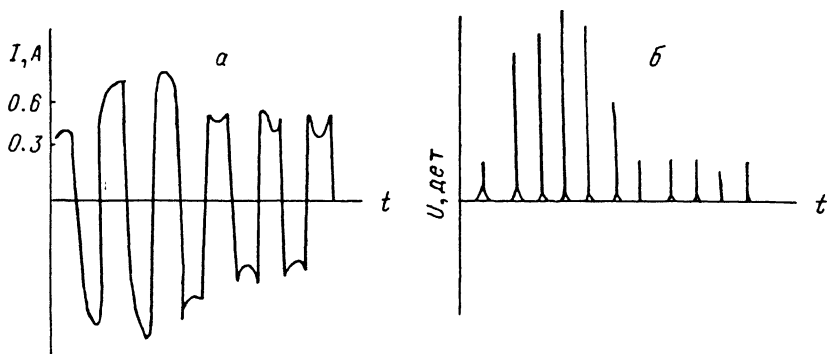


Рис. 1. Осциллограммы тока через образец (а) и СВЧ сигнала (б) при большой амплитуде приложенного напряжения в форме меандра (≈ 80 В).

$n=1.1 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Образец погружен в жидкий гелий.

наблюдается в ожидаемой частотной области. Однако какой-либо существенной закономерности в частотном распределении линий генерации установить не удается. При изучении же более низкоомных кристаллов оказалось, что СВЧ излучение также имеет сложный спектр с большим числом максимумов, причем для кристаллов с $n \sim 10^{14}$ см⁻³ оно надежно регистрируется лишь в области частот < 2.5 ГГц вместо ожидаемых в условиях нагрева частот 1.7—12 ГГц, а для кристаллов с $n \sim 10^{15}$ см⁻³ — на частотах, меньших 1 ГГц, вместо области частот $f > 5.5$ ГГц. Таким образом, в наших опытах в сильно нелинейном режиме усиления излучение наблюдается на существенно более низких, чем ожидалось, частотах. Этот результат хорошо согла-

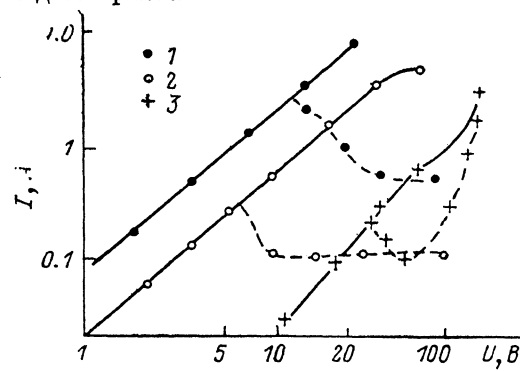


Рис. 2. Вольтамперные характеристики образцов с различными концентрациями электронов при малых (сплошные линии) и больших (> 10) числах пробегов (штриховые).

$n \cdot 10^{-14}$, см⁻³: 1 — 10, 2 — 2, 3 — 0.11.

суется с [4]. Подчеркнем, что появление излучения на низких частотах не связано непосредственно с нагревом электронов.

Факт существования падающего участка на ВАХ чисто качественно может быть связан с наличием неэлектронного механизма потерь энергии усиливаемых флукутуаций, например решеточных потерь [8]. (Именно в этих условиях скорость дрейфа электронов, необходимая для компенсации потерь, должна превышать v_s , так что захват электронов потенциальными ямами,двигающимися со скоростью v_s , может приводить к падению тока). Согласно оценкам, важное значение решеточного поглощения не объясняет возникающего в связи с нагревом решетки током дрейфа смещения области генерации к низким частотам. По-видимому, объяснение как факта СВЧ излучения на низких частотах, так и линейчатого характера спектра следует искать на основе теории нелинейного взаимодействия усиливаемых флукутуаций.

При этом следует иметь в виду два обстоятельства. Во-первых, в условиях захвата электронов потенциальными ямами соотношение $ql \gg 1$, вообще говоря, нарушается, и, во-вторых, при возникновении доменов электрическое поле очень велико, оно возрастает вплоть до пробойных значений. На рис. 4 показаны осциллограммы, на которых видны стабильные выбросы тока, связанные с ударной ионизацией.

Интересные особенности формирования спектра циклотронной генерации были обнаружены в случае сильно компенсированных образцов InSb, в которых концентрация $n \sim 1.1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а подвижность при 77 К не превышала $60\,000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. В этом случае, как и в [1], при достаточно больших полях

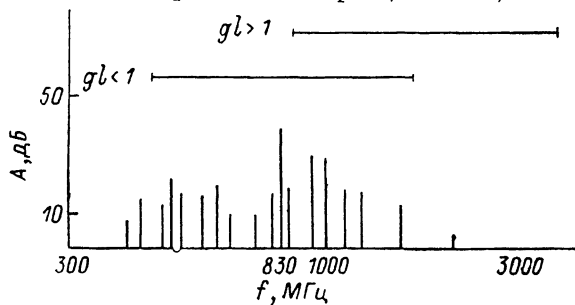


Рис. 3. Спектр СВЧ излучения из образца с $n \approx 1.1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, погруженного в жидкий гелий.

Напряжение, приложенное к образцу, $U \approx 90 \text{ В/см}$. Ширина линий $\geq 10 \text{ МГц}$.

СВЧ сигнал на первых пробегах отсутствует и появляется лишь через некоторое время после насыщения тока. Объяснение можно получить, если учесть, что в случае компенсированных образцов напряжение, создающее дрейф электронов, необходимое для усиления, столь велико, что возникает существенный нагрев решетки. Оценки адиабатического нагрева дают для значений тока дрейфа $I = 0.75 \text{ А}$ при длительности отрезка меандра $\tau = 400 \text{ мкс}$ значение $T = 115 \text{ К}$. Таким образом, от полупериода к полупериоду происходит увеличение температуры решетки: температура электронов при этом стабилизируется, поскольку она в основном определяется температурой решетки.

Подтверждением этого служит экспериментальный факт: частота генерации перестает зависеть от формы тока дрейфа. Спектр сигнала в зависимости от времени по мере усиления трансформируется, при большом числе пробегов возникает мощная генерация в относительно узком частотном диапазоне.

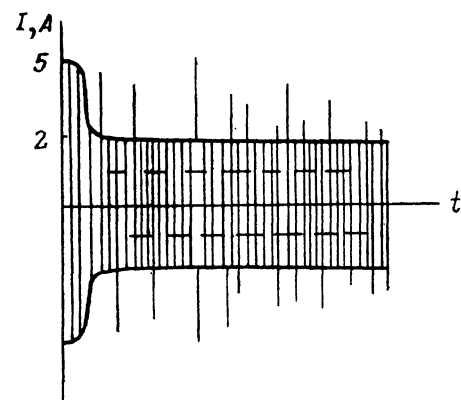


Рис. 4. Осциллограмма тока через образец, иллюстрирующая пробой в доменах.

$n \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Ток при пробое ограничивается сопротивлением внешней цепи.

Важно подчеркнуть, что вольтамперная характеристика при трансформации остается практически неизменной, т. е. трансформация спектра происходит при постоянной интегральной интенсивности. Таким образом, как и в случае опытов при азотной температуре, в магнитном поле [1] имеет место эффект нелинейного самосужения спектра генерации. Этот результат представляется естественным, поскольку из-за малой подвижности электронов в этих опытах $ql \ll 1$.

Интересно отметить, что температура решетки от пробега к пробегу меняется, а частота максимальной генерации ($f_m \sim 800 \text{ МГц}$) практически остается неизменной. Это свидетельствует в пользу относительно небольших изменений температуры электронного газа в условиях сильного нагрева решетки током. Оцененная из условия $qr_b \approx 1$ электронная температура составляет $T_e \geq 100 \text{ К}$. В целом генерация отмечается на многих частотах, однако ее интенсивность меньше, чем на частоте максимального усиления, в $10^2 \div 10^3$ раз. По мере роста поля дрейфа отмечается появление еще одного интенсивного

максимума в спектре на частоте 590 МГц, причем его интенсивность оказывается сравнимой с интенсивностью вблизи 800 МГц.

Отношение этих частот составляет 1.36, что близко к значениям, отмеченным в опытах по трансформации спектра в [3]. Заметим, что смещение максимума в спектре генерации приблизительно на эту величину ожидается в теории, развитой для случая $ql < 1$ [5].

При исследовании того же образца в азотной ванне обнаружилось, что генерация возникает независимо от формы тока, интенсивность ее возрастает по мере перехода от синусоидального поля дрейфа к трапецеидальному. Интенсивность генерации возрастает с ростом поля. Интересно отметить, что при больших полях спектры генерации в данном образце в азоте и гелии практически совпадают: имеются максимумы на одних и тех же частотах $f_m \sim 805$ и $f \sim 600$ МГц. При полях, когда наблюдается такой спектр, вольтамперная характеристика для образца, помещенного в жидкий азот, также совпадает с ВАХ, полученной для образца, помещенного в гелий. Это наглядно свидетельствует в пользу того, что в обеих экспериментальных ситуациях электронный газ нагрет до одной и той же температуры.

В опытах при 77 К с образцами с большей подвижностью ($> 4 \cdot 10^5$ см²/В·с) большие скорости дрейфа электронов достигаются при относительно малых полях, причем разогрев решетки оказывается незначительным. В этих условиях ВАХ образца после некоторых пробегов насыщается. Формирование спектра происходит быстро, практически по мере установления ВАХ образца. Генерация обычно происходит на одной частоте вблизи частоты максимального усиления. Спектр генерации при частоте ~ 800 МГц имеет ширину 20 МГц, причем его ширина в установившемся режиме практически не зависит от числа пробегов. Лишь на отдельных кристаллах наблюдается генерация сразу на нескольких частотах, однако они расположены вблизи друг друга и, как правило, сильно различаются по интенсивности (ср. [9]).

Здесь, как и во всех вышеперечисленных ситуациях, для получения ясной физической картины, объясняющей механизм трансформации спектра, требуется дальнейшее развитие нелинейной теории акустоэлектронной генерации.

Заключение. Таким образом, в настоящей работе установлен ряд новых экспериментальных закономерностей, связанных с многопролетной генерацией акустических волн. Показано, что на установление спектра генерации при гелиевых температурах при $ql \geq 1$ существенно влияют концентрация электронов и нагрев электронов и решетки током дрейфа электронов. Обнаружены эффекты пробоя доменов при многопролетной генерации и эффект трансформации спектра к частоте максимального усиления в условиях сильного нагрева решетки током дрейфа и появления дополнительного интенсивного максимума в спектре генерации на частоте $\sim 0.7f_m$. В случае $ql > 1$ при азотной температуре возникает генерация на частоте, близкой к частоте максимального усиления, и происходит в достаточно широкой спектральной области.

Для объяснения и правильного понимания наблюдаемых закономерностей спектра генерации акустических и электромагнитных колебаний в бесстолкновительном режиме акустоэлектронного взаимодействия необходимо дальнейшее развитие как нелинейной теории взаимодействия, так и техники эксперимента.

Л и т е р а т у р а

- [1] Мансфельд Г. Д., Рубцов А. А. — ФТП, т. 16, в. 11, с. 2007—2010.
- [2] Гуревич В. Л., Каган В. Д., Лайхтман Б. Д. — ЖЭТФ, 1968, т. 54, в. 1, с. 188—203.
- [3] Балакирев М. К., Богданов С. В., Леонов А. С. — Письма ЖТФ, 1982, т. 8, в. 3, с. 170—172.
- [4] Домаркас А., Чиплис Д., Дьяконов А. М. — ФТТ, 1982, т. 24, в. 5, с. 1302—1308.
- [5] Bugaev A. S., Gulyaev Yu. V., Mansfeld G. D. — Electron. Lett., 1978, v. 14, N 13, p. 403—404.
- [6] Гуляев Ю. В., Мансфельд Г. Д., Рубцов А. А. — ФТП, 1980, т. 14, в. 5, с. 915—922.
- [7] Miyasawa H. — J. Phys. Soc. Japan, 1969, v. 26, N 3, p. 700—711.
- [8] Гуляев Ю. В. — ФТП, 1967, т. 1, в. 11, с. 1712—1714.
- [9] Мансфельд Г. Д., Рубцов А. А. — ФТТ, 1982, т. 24, в. 4, с. 1150—1155.