Из анализа измерений (см. рис. 3) видно, что максимальное значение температуры, которое имеет исследуемая ИС при подаче электрической мощности P=0,75 Вт, составило 44,8 °С. Можно также сделать заключение о наличии градиента температуры по поверхности корпуса ИС, который возникает из-за различия условий теплоотвода через выводы ИС. Разница значений температуры на исследуемой поверхности ИС составила 5,4 град. Смещение зоны максимальной температуры свидетельствует о конструктивных особенностях данной ИС или о наличии каких-либо дефектов. В исследуемой ИС при микроскопическом обследовании обнаружен обрыв одного вывода от траверсы корпуса ИС, что привело к ухудшению теплоотвода и увеличению температуры.

Таким образом, предложенный метод обеспечивает проведение температурных измерений полупроводниковых приборов ИС с регулируемой чувствительностью без применения дополнительных термочувствительных сред, а также позволяет оценить конструктивные особенности и дефекты полупроводниковых приборов и ИС по разбросу значений температуры и величине градиента.

При визуальном анализе интерферограмм достигнуто температурное разрешение 1,8 °С, которое может быть значительно увеличено при оценке сдвига полос с помощью фотоэлектрической регистрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Николаеня А. З., Буйко Л. Д., Шулаков В. А., Руденкова В. А.— Вестн. Белорусского ун-та. Сер. физ., мат. и мех., 1983, № 1, с. 6.
2. Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г. В. Голографическая интерферометрия.— М., 1977.
3. Краткий справочник по химии / Под ред. О. Д. Куриленко.— Киев, 1965.

Поступила в редакцию 15.10.80.

Кафедра физической электроники

УДК 539.121.7

В. В. ТИХОМИРОВ

СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В работах [1, 2] (см. также приведенные там ссылки) получено выражение для дважды дифференциального сечения излучения фотонов, излученных каналированной частицей. В данной работе показано, что при энергиях частицы $E \ll md\tilde{E}$, где $\tilde{E} = \frac{m^2}{V_{\max}}$; m — масса электрона; d — межатомное расстояние; V — внутрикристаллический потенциал, для описания излучения применимы после соответствующих усреднений формулы для ондуляторного излучения [3], а при $E \gg \tilde{E}$ для этого можно использовать теорию магнито-тормозного излучения Никишова и Ритуса (см. [4]). Согласно [2], $\frac{d^2N}{d\omega d\Omega}$ осциллирует с толщиной кристалла на частотах, определяющихся расстояниями между уровнями энергии частицы. Однако усреднение по толщинам, или же по конечному разрешению детектора, приводит к исчезновению осцилляций.

Поэтому усредненное по поляризациям дважды дифференциальное сечение излучения фотонов

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\omega S_\perp}{\pi^2} \sum_{if} Q_{ii} \left[\frac{1-\exp(iq_{zif}L)}{q_{zif}}\right]^2 \left\{\frac{\omega^2}{2E_1^2} |\bar{g}_{if}|^2 + \frac{E}{E_1} |\bar{g}_{if\perp}|^2\right\}, \quad (1)$$

где

$$\bar{g}_{if} = \frac{1}{2E} (\bar{I}_{2if} + E\bar{n}_{z\perp} J_{1if};\ - m\bar{n} J_{1if}), \quad \bar{g}_{if\perp} = \frac{1}{2E} (\bar{I}_{2if} + E\bar{n}_{z\perp} J_{1if}), \quad (2)$$

$$\overline{I_{2if}} = -iN_{\perp} \int\limits_{\Delta} e^{-i\bar{k}\bar{\rho}} \psi^{*}_{f\bar{k}_1}(\bar{\rho})\, \overline{\nabla_{\bar{\rho}}} \psi_{i\bar{k}}(\bar{\rho})\, d\bar{\rho}, \quad J_{1if} = N_{\perp} \int\limits_{\Delta} e^{-i\bar{k}\bar{\rho}} \psi^{*}_{f\bar{k}_1}(\bar{\rho})\, \psi_{i\bar{k}}(\bar{\rho})\, d\bar{\rho}$$

$\bar{n}_{z\perp}$ — составляющая единичного вектора $\bar{n}_z$, вдоль которого двигался начальный электрон, поперечная направлению $\bar{n}$ излучения фотона; $\bar{\rho}$ — радиус-вектор, описывающий поперечное движение частицы, одномерное в случае плоскостного каналирования и двумерное в случае осевого.

Отметим, что в случае тонкого кристалла для качественного описания процесса захвата электрона в режим каналирования можно использовать модель Калашникова и Рязанова, в которой состояние начального электрона в кристалле описывается плоской волной [5]. Однако при более точном рассмотрении случая тонкого кристалла необходимо использовать эйкональное приближение.

Как известно [6], спектр излучения и его угловые характеристики существенно зависят от соотношения между $\Theta_{\gamma} = \frac{1}{\gamma}$ и углом поворота при движении частицы по траектории, который в случае каналирования не превышает $\Theta_L = \sqrt{\frac{2V_{\max}}{E}}$. Случай $\Theta_L \ll \Theta_{\gamma}$ реализуется при энергиях частицы существенно меньших $\tilde{E} = \frac{m^2}{V_{\max}} \sim 1 - 10$ ГэВ, в зависимости от выбора кристалла. Его анализ и сопоставление с классической теорией излучения даны в [2]. В настоящее время проводятся и планируются эксперименты по каналированию частиц с энергиями, значительно превышающими $\tilde{E}$. В связи с этим становится актуальной задача анализа и упрощения точного квантово-механического выражения (1) при $E \gg \tilde{E}$.

При не слишком высоких энергиях каналированной частицы она в основном излучает фотоны с $\omega \ll E$ и можно использовать результаты классической теории излучения. Это проще всего показать для случая плоскостного каналирования в достаточно толстом кристалле, когда $|(1 - \exp(-iqL))/q|^2 \simeq 2\pi\delta(q)$. Для этого нужно использовать квазиклассические выражения для волновых функций, данные в [2]. Преобразовав показатели экспонент в (2), мы получим

$$\frac{d^2N}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2L}{2\pi\omega} \sum_i Q_{ii} \delta\left[\omega(1 - \beta_1 \cos\Theta) - \varepsilon_i(E) + \varepsilon_f(E)\right] |b_{\perp,\, i-f}(\omega, \Theta, \varphi)|^2 \quad (3)$$

$$b_{\perp,\, i-f}(\omega, \Theta, \varphi) = \frac{\omega}{T} \int\limits_0^T (\Theta + v_x(t)) \exp\{i[\omega \cdot (1 - \beta_1 \cos\Theta)\, t - \omega(n_x x + n_y y + n_z \delta z)]\}\, dt, \quad (4)$$

где $T = T^{i}_{under}$ при подбарьерном и $T = T^{i}_{above}$ при надбарьерном движении, δz — продольное отклонение от траектории, соответствующей равномерному движению частицы вдоль канала со скоростью $\beta_1 = \beta - \frac{\varepsilon_f}{E} + \frac{V_1}{E}$,

$$V_1 = \frac{1}{T} \int\limits_0^T V(x(t))\, dt.$$

Умноженная на ω и проинтегрированная по углу Θ формула (3) с требуемой точностью совпадает с усредненной по точкам влета в кристалл с учетом надбарьерных состояний формулой (9) из [3], а (4) совпадает с (10) из [3].

При $E \gg \tilde{E}$ полный угол отклонения каналированных частиц при движении по траектории значительно превышает угол излучения частиц Θ_{γ}. Согласно [6] (см. § 77 и задачу № 1 к нему), излучение с каждого элемента траектории определяется его кривизной и может быть рассчитано по теории магнитотормозного излучения. Усреднив по траектории, углам и точкам влета частиц в кристалл формулу (90.23) из [4], получим спектр излучения каналированных частиц при $E \gg \tilde{E}$. Например, в случае плоскостного каналирования

$$\frac{dI}{d\omega} = -\frac{2\alpha\omega L}{\sqrt{\pi}\, d\gamma^2} \int a(\Theta)\, d\Theta \int\limits_0^d \frac{dx}{\widetilde{T}(x)} \int\limits_{x_1}^{d-x_1} \left[\left(1 + \frac{\omega^2}{2E(E-\omega)}\right) \frac{\Phi'(u(x'))}{u(x')} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} \int\limits_{u(x')}^{\infty} \Phi(u)\, du \right] \frac{dx'}{v(x,\ x')}, \qquad (5)$$

где $\widetilde{T}(x) = \int\limits_{x_1(x)}^{d-x_1(x)} \frac{dx'}{v(x,\ x')}$, $\varepsilon(x) = V(x) + \frac{E\Theta^2}{2}$, $v(x,\ x') = \sqrt{\frac{2(\varepsilon(x) - V(x'))}{E}}$, $u(x) = \left[\frac{m\omega}{|V'(x)|\,\gamma^2}\right]^{2/3}$, $x_1(x)$ — точка поворота при $\varepsilon(x) < V_{\max}$, $x_1(x) = 0$ при $\varepsilon(x) \geqslant V_{\max}$, $a(\Theta)$ — функция распределения по углу Θ падающего пучка. Отметим, что для частиц, заселяющих нижние состояния в потенциальной яме поперечного движения, теория магнитотормозного излучения неприменима, но при условии $E \gg \widetilde{E}$ их вклад в спектр излучения пренебрежимо мал.

В теории магнитотормозного излучения важную роль играет параметр χ, который в случае каналирования можно записать в виде $\chi(x) = \frac{|V'(x)|\,\gamma}{m^2}$. Он достигает единицы при плоскостном каналировании в вольфраме примерно при $\gamma \simeq 5\cdot 10^5$, однако, так как $\chi \approx \frac{V\gamma}{dm^2}$, то при осевом каналировании область $\chi \simeq 1$ можно достичь при энергиях в несколько десятков ГэВ. Отметим, что при $\chi \simeq 1$ основная часть энергии электрона излучится на длине пробега, не превышающей миллиметра. После всех усреднений спектр излучения не будет качественно отличаться от спектра магнитотормозного излучения, изображенного на рис. 15 в [4]

Из анализа спектра следует, что при энергиях частицы $E \gg \widetilde{E}$ дифференциальная интенсивность излучения будет увеличиваться с ростом энергии. Следовательно, утверждение [7, 8] о падении интенсивности при $E \geqslant \widetilde{E}$ и существовании «оптимальной» энергии каналированных частиц при $E \approx \widetilde{E}$ неверно. Некоторое подавление интенсивности излучения будет проходить лишь при $E \simeq md\widetilde{E}$, когда $\chi \geqslant 1$. Из (5), так же, как и в [4], можно получить выражение для полной энергии, излученной частицей при каналировании в кристалле толщины L:

$$I = -\frac{\alpha m^2}{2\sqrt{\pi}} \int a(\Theta)\, d\Theta \int\limits_0^d \frac{\chi(x)\, dx}{\widetilde{T}(x)} \int\limits_{x_1(x)}^{d-x_1(x)} \left[\int\limits_0^{\infty} \frac{4 + 5\chi(x) u^{3/2} + 4\chi^2(x) u^3}{(1 + \chi(x)\, u^{3/2})^4} \Phi'(u)\, u\, du\right] \frac{dx'}{v(x,\ x')}. \qquad (6)$$

Спектральное разложение (5) обрывается при $\omega \simeq \frac{V_{\max}\gamma^2}{md}$ или при $\omega \simeq \frac{1}{md}\left(\frac{E}{\widetilde{E}}\right)E$, где $\frac{1}{md} < 10^{-2}$, т. е. при $E \sim md\widetilde{E}$ частица будет излучать фотоны с $\omega \simeq E$, следовательно, утверждение работы [8] о том, что излучение каналированной частицы происходит в области энергий $\omega \ll E$, неверно. Область применения формул классической теории излучения (3), (4), определяемая требованием $\omega \ll E$, простирается до энергий, значительно превышающих $\widetilde{E}$ (причем они справедливы и при $E < \widetilde{E}$, так как и в этом случае $\omega \ll E$, где они переходят в (12) из [2]). В то же время формулы (5), (6) справедливы в области $E \gg \widetilde{E}$, перекрывающейся с областью применимости формул (3), (4) $E < md\widetilde{E}$, в которой $\omega \ll E$. Таким образом, мы получили выражения для спектрального разложения излучения каналированных частиц для произвольных потенциалов и энергий, при которых применимо квазиклассическое описание поперечного движения частиц в канале.

В заключение автор выражает глубокую благодарность В. Г. Барышевскому за постановку задачи и многочисленные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Г.— Докл. АН СССР, 1980, т. 255, № 2, с. 331.
2. Baryshevskii V. G., Grybich A. O., Dubouskaya I. Ya.— Phys. Stat. Sol(b), v. 99, p. 205.
3. Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г.— Труды ФИАН, 1975, т. 80, с. 100.
4. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика.— М., 1980.
5. Калашников Н. П., Ольчак А. С. Взаимодействие ядерных излучений с монокристаллами.— М., 1979.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля.— М., 1973.
7. Жеваго Н. К.— ЖЭТФ, 1978, т. 75, вып. 4, с. 1389.
8. Базылев В. А., Глебов В. И., Жеваго Н. К.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, вып. 1, с. 62.

Поступила в редакцию
14.03.81.

Кафедра ядерной физики

УДК 616-097.612.017

В. П. ЗОРИН, И. П. МЕРКУЛОВА,
А. И. СЫКАЛО, С. Н. ЧЕРЕНКЕВИЧ

БИОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОНКОЦИТОВ И ИММУНОЦИТОВ

Взаимодействие опухолевых клеток и иммуноцитов с последующей гибелью онкоцитов является формой реализации иммунологического надзора [1], традиционная трактовка которого получает в последние годы развитие как в плане понимания закономерностей онтогенеза опухолевых клеток, так и в плане новых взглядов на взаимоотношения опухоли и организма, системы иммунитета и опухоли [2]. В связи с этим особый интерес представляют механизм и количественная оценка взаимодействия опухолевых клеток-мишеней и иммуноцитов.

Количественная характеристика взаимодействия иммуноцитов и клеток-мишеней, основанная на определении радиактивного хрома, вышедшего в среду из разрушенных клеток-мишеней, позволяет оценить лишь исход этого взаимодействия [3] или количественно учесть влияние модификации среды взаимодействия клеток на проявления киллер-эффекта [4]. Необходимость применения культуральных методов и использование радиоактивной метки ограничивает распространение в клинической и экспериментальной практике такого способа оценки эффективности конечного этапа клеточного иммунного ответа.

Электронная микроскопия взаимодействующих иммуноцитов и клеток-мишеней в организме [5] и в культуре вне его [6] хотя и дали много новых и интересных фактов об особенностях этой формы межклеточного взаимодействия, однако не нашли (как и методы электронной гистохимии [7] или криофрактографии [8]), в силу своей трудоемкости и статичности, широкого применения. Для преодоления недостатков указанных методов была предпринята попытка на основе методов люминесценции количественно оценить интенсивность и охарактеризовать динамику параметров взаимодействия иммуноцитов и клеток-мишеней.

Исследовано изменение перекисного окисления липидов и активности неспецифических клеточных эстераз, сопутствующее взаимодействию онкоцитов и иммуноцитов. В качестве клеток-мишеней использовали клетки асцитной гепатомы мышей (АГ-22а) в рабочей концентрации $5 \cdot 10^6$ кл/мл. Иммунные лимфоциты выделяли по стандартной методике из тимуса и брыжеечных лимфоузлов крыс, предиммунизированных клетками-мишенями. Рабочая концентрация иммуноцитов составляла $10 \cdot 10^6$ кл/мл. Смесь взвешенных клеток АГ-22а и иммуноцитов в растворе Хэнкса осаждали центрифугированием и инкубировали 30 мин при 37 °С; осадок ресуспендировали, и полученную взвесь клеток немедленно использовали для измерений. Контролем служила смесь тех же кле-