

[P7-17]

A MODEL OF SURFACE CHARGE LIMIT PHENOMENON IN NEA PHOTOCATHODE OF POLARIZED ELECTRON SOURCE

K. Togawa and T. Nakanishi

Department of Physics, Nagoya University, Nagoya, Aichi 464-8602, Japan

Abstract

Generation of a high-intensity polarized electron beam with multi-bunch structure from GaAs photocathode is not easy due to the "surface charge limit (SCL)" problem which is caused by the intrinsic property of the negative electron affinity (NEA) surface. The emission of the conduction band electrons is strongly suppressed when the photocathode is illuminated with a high-intensity laser light. In order to physically understand this phenomenon, we have considered the behavior of the charged currents in the NEA surface region. A model of the SCL phenomenon has been made and a numerical calculation using the model has been done. The result of the simulation and the comparison with the experimental data are briefly described in this report.

偏極電子源フォトカソードにおけるNEA表面電荷制限現象のモデル計算

1. はじめに

現在、スピン偏極電子ビームは素粒子・原子核から物性・生物とエネルギー領域を問わず様々な分野でその重要性が指摘され、多くの研究機関で実験に使用されている。次世代加速器の電子・陽電子リニアコライダーにおいても、超対称性粒子の探索実験等に非常に効果的な役割を果たすことが期待されている。

偏極電子ビームは、GaAs型半導体にバンドギャップエネルギー相当の光子エネルギーを持つ円偏光レーザーを照射することにより価電子のスピンの状態を選択して伝導帯に励起し、負の電子親和性 (Negative Electron Affinity、略してNEA) を持つようにセシウム原子と酸素原子を1原子層だけ蒸着した表面から引き出される。ところが、リニアコライダーが要求するレベルの高密度マルチバンチ偏極電子ビームを生成する際には、NEA表面に起因した深刻な電荷制限問題が生じることが知られている [1]。真空中に脱出できなかった電子群がNEA表面のバンドベンディング領域に蓄積され、この電荷が真空準位を引き上げて後続の電子の脱出を妨げるため、引き出し電流が空間電荷制限よりも小さい値に制限されてしまうのである [2]。我々はこれを「NEA表面電荷制限現象」と呼び、この問題を克服するための系統的な研究を行った。そして、高い表面不純物密度を持つ超格子フォトカソードを用いると空間電荷制限のマルチバンチ偏極電子ビーム (ピーク電流1.6A、バンチ幅12ns、バンチ間隔15ns) の引き出しが可能であることを実験で明らかにした [3]。

このNEA表面電荷制限現象を物理的に説明するために、NEA表面近傍の電荷の流れに着目したモデルを作ってシミュレーションを行い、GaAs薄膜フォトカソードおよびGaAs-AlGaAs超格子フォトカソードにより得られた実験データとの比較を行った。

2. NEA表面電荷制限のメカニズム

2.1 基本方程式

NEA表面近傍のバンド構造と電荷の流れを図1に示す。薄膜フォトカソードの場合、内部で正孔と再結合して消滅する電流 (j_{recom}) は近似的に無視できるので、価電子帯から伝導帯に光励起される全電流 (j_{total}) は真空中に脱出してビームとなる電流 (j_{escape}) とバンドベンディング領域に捕獲され表面電子となる電流 ($j_{surface}$) とに分類できる。

$$j_{total} = j_{escape} + j_{surface}$$

表面電子は内部から表面に入射してくる正孔のうち、バンドベンディング障壁をトンネル透過するもののみ再結合して消滅する。表記を簡潔にするため、表面電子の電荷 (q_s) とバンドベンディングを引き起こしている表面の正電荷 (σ_0^+) との比を $x = q_s / \sigma_0^+$ とおく。正孔のトンネル電流を j_{tunnel} とすると、 x の時間変化は

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{\sigma_0^+} \{ j_{surface} - j_{tunnel} \}$$

で与えられる。

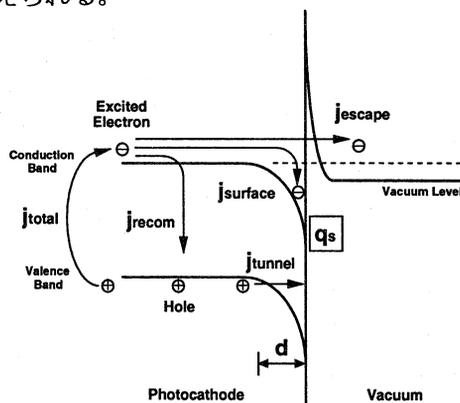


図1: NEA表面近傍のバンド構造と電荷の流れ。

2.2 レーザー光による価電子の励起

励起電子が表面に到達する時間 (<1ps) は、レーザーパルスの時間幅 ($\geq 1\text{ns}$) および伝導帯電子の寿命 ($\sim 100\text{ps}$) と比較して十分に短いので、 j_{total} はレーザーと同じ時間構造を持つと考えられる。レーザーパワーを P_{laser} とすると、 j_{total} は薄膜近似により

$$j_{total}(t) = e \cdot \frac{P_{laser}(t)}{h\nu} \cdot (1-R) \cdot \alpha_{ab} \cdot d_{cath}$$

と表わされる。ここで、 R はフォトカソード表面の光の反射率 (~ 0.3)、 α_{ab} はフォトカソードの吸収係数、 d_{cath} はフォトカソードの活性層の厚さである。実験に近い状態を再現するため、 P_{laser} はバンチ幅 7ns、バンチ間隔 15ns、バンチ数 2、空間半値幅 7mm のガウシアン型ダブルバンチレーザーを仮定した。また、フォトカソードの直径は 14mm とした。

2.3 伝導帯電子の脱出と表面における蓄積

表面電子が蓄積すると、バンドベンディングの深さ (ϕ) と NEA の大きさ (χ) は減少する。これらは x の関数であり、

$$\phi(x) = \phi_0(1-x), \quad \chi(x) = \chi_0(1-x)$$

と表わされる。

さて、バンドベンディング領域を通過する電子はフォノン散乱を受けるので、エネルギー分布は Maxwell-Boltzmann 分布から大きくずれて広がりを持ったものになることが、光電子のエネルギー分布測定からわかっている[4]。エネルギー分布関数を具体的に求めることは困難であるので、計算のために次のような3つの仮定を導入した。(1) 伝導帯より低いエネルギー領域ではエネルギー分布は一様である。(2) 伝導帯より高いエネルギー領域ではエネルギー分布は指数関数で減少する。(3) これら2つの条件は表面電子が蓄積した場合にも成り立つ。次に、表面障壁を透過して真空中に脱出する過程においては2つの仮定を置いた。(4) 真空準位より低いエネルギーの電子は真空中に脱出することができない。(5) 真空準位より高いエネルギーの電子はエネルギーによらず一定の確率 P_{e0} で脱出できる。脱出過程の模式図を図2に示す。

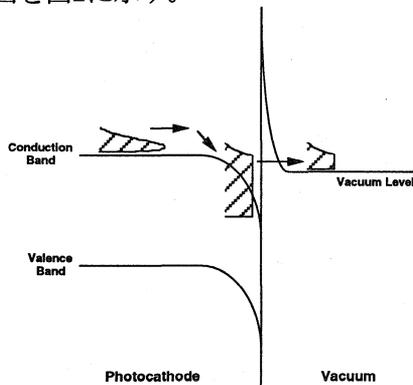


図2: 伝導帯電子の脱出過程の模式図。

以上より、 j_{escape} は x の関数として次のように求められる。

$$j_{escape}(x) = j_{total} \cdot P_{escape}(x),$$

$$P_{escape}(x) = P_{e0} \cdot f(x),$$

$$f(x) = \frac{a-x+b}{1-x+b} \quad (-\chi < 0),$$

$$f(x) = \frac{b}{1-x+b} \exp\left(-\frac{x-a}{b}\right) \quad (-\chi > 0),$$

ここで、 $a = \chi_0/\phi_0$ 、 $b = k_B T/\phi_0$ である。 ϕ_0 は一般に良く使われる値 (0.5eV) を用いた。 χ_0 は量子効率から算出することができる。また、簡略化したモデルととして $P_{e0} = 1$ を仮定した。

2.4 トンネル正孔による表面電子の消去

正孔のトンネル電流は、バンドベンディング領域に入射する正孔の電流 (j_{in})、トンネル透過する確率 (P_{tunnel})、表面電子の数 ($x \cdot \sigma_0^+/e$)、表面電子と正孔が再結合する確率 (S_{recom}) に比例すると考えられ、次のように表わされる。

$$j_{tunnel}(x) = \frac{j_{in} \sigma_0^+ S_{recom}}{e} \cdot x \cdot P_{tunnel}(x).$$

j_{in} は不純物の熱励起によるもの ($\sim 10^{25} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) とレーザー光励起によるもの ($\sim 10^{21} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) の合計であるが、前者が圧倒的に大きいので後者は無視した。

距離に関する2次関数のバンドベンディング障壁に対して、エネルギー ε の正孔がトンネル透過する確率 $P_t(\varepsilon)$ は WKB 近似により近似解が得られる。

$$P_t(\varepsilon) = \left(e^A - \frac{1}{4} e^{-A} \right)^{-2},$$

$$A = \alpha \left\{ \beta \sqrt{\beta^2 - 1} - \ln(\beta + \beta^2 - 1) \right\},$$

$$\alpha = \frac{ed}{\hbar c} \sqrt{\frac{m_h c^2}{2\phi}}, \quad \beta = \sqrt{\frac{\phi}{\varepsilon}},$$

ここで、 d は表面の不純物密度で決まるバンドベンディングの幅、 m_h は正孔の有効質量である。さて、正孔のエネルギーは Maxwell-Boltzmann 分布

$$MB(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi} (k_B T)^{3/2}} \sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T}\right)$$

に従うと考えられる。よって、 P_{tunnel} は積分

$$P_{tunnel}(x) = \int_0^{\infty} P_t(\varepsilon) \cdot MB(\varepsilon) d\varepsilon$$

により求められる。

表面において電子と正孔が結合するメカニズムは複雑であるので理論的に S_{recom} を求めることは難しい。従って、 S_{recom} は計算結果が実験データを再現するように $1 \times 10^{-17} \text{m}^2$ を選んだ。

3. シミュレーション

まず、名古屋大学の 70keV 偏極電子源装置を用いて行われた実験において NEA 表面電荷制限現象が顕著に観測された、GaAs 薄膜フォトカソードについて

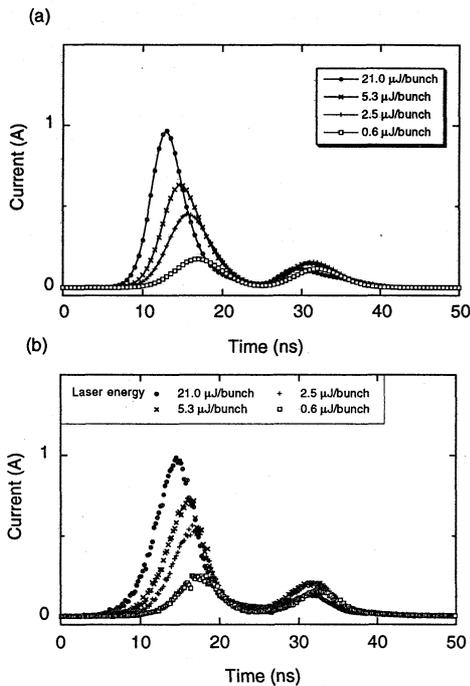


図3 : GaAs薄膜フォトカソードから引き出した電子ビームの波形、(a) : 計算、(b) : 実験。

での計算を行った。実験条件に合わせて、 d_{cath} は100nm、不純物密度は一様に $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 、レーザー波長は780nm、フォトカソードの量子効率 α_{ab} は $\sim 1.3 \times 10^6 \text{m}^{-1}$ とした。図3(a)に様々なレーザーエネルギーに対する電子ビーム波形の計算結果を、図3(b)に実験データを示す。レーザーエネルギーが増加するに従って電荷制限が厳しくなり、第1バッチの先頭部分しかレーザー光に反応しなくなる様子を計算により再現することができた。

次に、GaAs-AlGaAs超格子フォトカソードについての計算を行った。 d_{cath} は100nm、表面の不純物密度は一桁高い $4 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ 、内部の不純物密度は一桁低い $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 、レーザー波長は最大偏極度69%を与える748nm、フォトカソードの量子効率は0.6%とした。また、実験に用いた超格子に対する α_{ab} は、量子効率の波長依存性から類推して $\sim 0.4 \times 10^6 \text{m}^{-1}$ とした。超格子の量子閉じ込め効果により正孔のエネルギーバンドが約70meV分低エネルギー側にシフトしているため、正孔のトンネル確率が高められると考えられる。この効果を加味するために、計算では正孔のMaxwell-Boltzmann分布全体を低エネルギー側にシフトさせた。また、空間電荷制限を考慮に入れ、EGUNシミュレーションで求めた最大電流値1.6Aを用いた。電子ビーム波形の計算結果と実験データを図4(a)、(b)にそれぞれ示す。両バッチともピーク電流が空間電荷制限値で飽和し、フラットトップの波形が得られた様子を再現することができた。電子スピンの減偏極を抑えるためにフォトカソード内部の不純物密度を少なくすると、表面に入射す

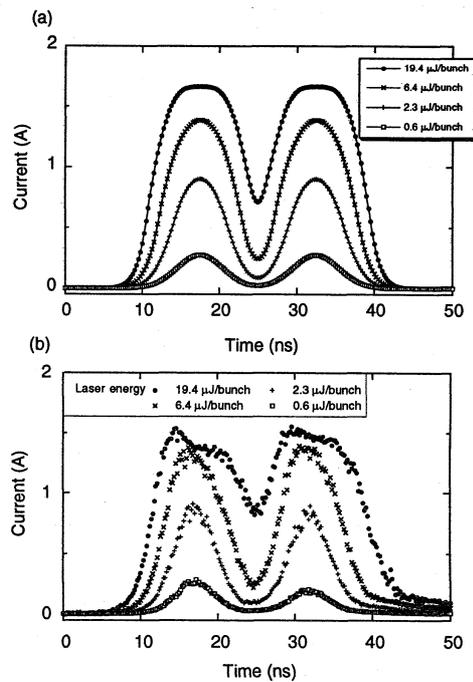


図4 : GaAs-AlGaAs超格子フォトカソードから引き出した電子ビームの波形、(a) : 計算、(b) : 実験。

る正孔 j_{in} は減少してしまふ。しかし、高い表面不純物密度によりバンドベンディング障壁が薄くなったことと超格子のバンドシフト効果により入射する正孔の運動量が増加したことから結果的に j_{unnel} が増大し、NEA表面電荷制限が生じなかったと解釈される。

4. まとめ

NEA表面電荷制限現象の物理モデルを作り、GaAs薄膜およびGaAs-AlGaAs超格子に対する計算を行った。そして、実験データを良く再現する計算結果を得ることができた。但し、このモデルには2つの不確定要素が含まれている。一つはバンドベンディング領域における伝導帯電子のエネルギー緩和過程と表面の脱出過程を非常に単純化したこと、もう一つは計算に用いた表面電子と正孔が再結合する確率をfree parameterとしたことである。これらの妥当性を物理的に解明することが今後の課題である。

本研究の一部は文部省科学研究費補助金 (No.10138101, No.10354003, No.10003135) 及びKEK共同開発研究費 (No.98-01, No.99-019) を用いて実施された。

参考文献

- [1] M. Woods et al., J. Appl. Phys. 73 (1993) 8531
- [2] A. Herrera-Gomez et al., J. Appl. Phys. 79 (1996) 7318
- [3] K. Togawa et al., Nucl. Instr. Meth. A414 (1998) 431
- [4] A. S. Terekhov et. al., Proc. SPIE 2550 (1995) 157